

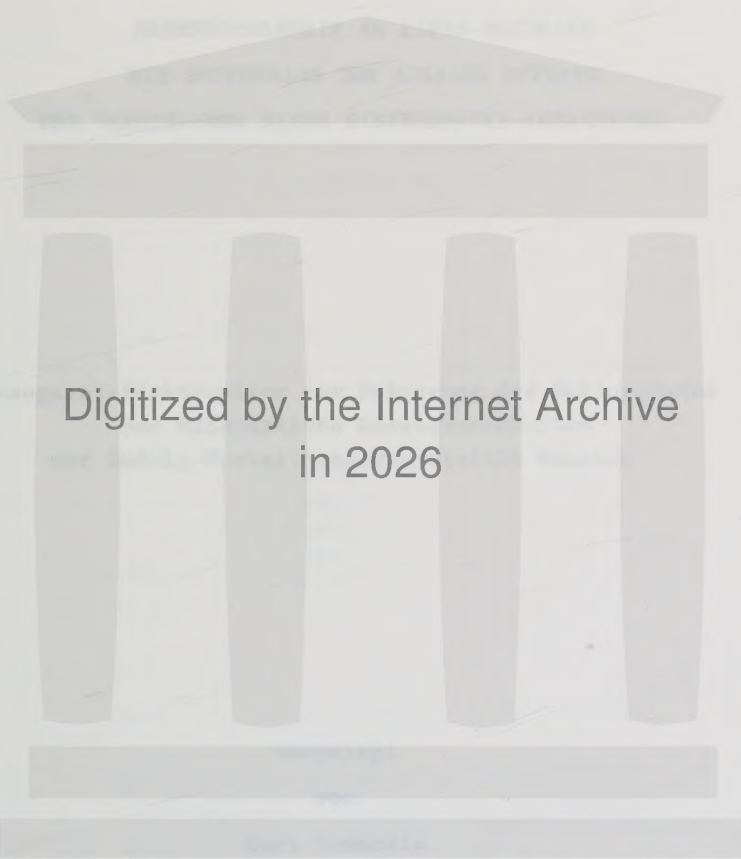
**MAGNETOTELLURIK AM ALPEN-NORDRAND
MIT DISKUSSION DER LOKALEN EFFEKTE
UND DARSTELLUNG EINER
EINZELEFFEKT - AUSWERTUNG**

Kurt Kemmerle

—

1977

—



Digitized by the Internet Archive
in 2026

MAGNETOTELLURIK AM ALPEN-NORDRAND
MIT DISKUSSION DER LOKALEN EFFEKTE
UND DARSTELLUNG EINER EINZELEFFEKT-AUSWERTUNG

Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Geowissenschaften
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt

von

Kurt Kemmerle

April 1977



1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Angenheister

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Soffel

Tag der mündlichen Prüfung: 23. 6. 1977

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vereinbarungen	5
A Einleitung	7
B Allgemeine Grundlagen	10
1 Methoden mit künstlichen Quellen	10
2 Methoden mit natürlichen Quellen	12
C Die Datenverarbeitung	21
1 Die Registrierung	21
2 Die Digitalisierung	27
3 Die Methoden minimaler und maximaler Kohärenz	32
3.1 Die Fourier - Analyse	32
3.2 Die minimale und maximale Kohärenz	34
3.3 Die Ausgleichsrechnung	38
4 Die Einseleffekt - Auswertung	41
4.1 Die numerische Filterung	41
4.2 Die Ausgleichsrechnung	47
5 Die S_s - und Phasenkurven	51
D Die lokalen Effekte	64
1 Die spezifischen Widerstände verschiedener geologischer Formationen	64
2 Das Testgebiet Röthelmoos	67
2.1 Schlumberger - Sondierungen im Röthelmoos	67
2.2 Magnetotellurik im Röthelmoos	71
2.3 Trennung von lokalem und regionalem Anteil	86
3 Modellrechnung zu den lokalen Effekten	97
3.1 Beschreibung der Modellrechnung	97
3.2 Allgemeine Aussagen zu den lokalen Effekten	105

	Seite
E Darstellung und Interpretation der Ergebnisse	115
1 Diskussion der Vorzugsrichtungen	115
2 1-dimensionale Modelle für FEL und SEG	119
3 Anwendung des $g^{\pm}(z^{\pm})$ - Verfahrens	124
4 E-Polarisation und H-Polarisation mit Modellen	130
5 Vergleich mit anderweitigen Ergebnissen der Geophysik	147
F Zusammenfassung	152
Literaturverzeichnis	157
Danksagung	162
Lebenslauf	163

Vereinbarungen

Schreibweise:

Komplexe Zahlen werden durch Unterstreichen gekennzeichnet,

z. B. $\underline{X}$;

Vektoren werden durch einen Pfeil gekennzeichnet, z. B. $\vec{E}$;

Tensoren werden durch ein Ausrufezeichen gekennzeichnet, z. B.

$\mathbf{D}!$. Der komplexwertige Impedanztensor z. B. lautet in dieser Schreibweise $\underline{\mathbf{Z}}!$.

Maßsysteme:

Es wurde ausschließlich das MKSA-System (=SI-System) verwendet. Lediglich in einzelnen Zeichnungen findet sich noch "Gamma" als Einheit für die magnetische Kraftflußdichte. Es gilt: 1 Gamma = 1 nT (Nano-Tesla).

Koordinaten-Systeme:

x, y, z bezeichnet das geomagnetische Koord.-System mit x nach E, y nach N und z nach unten.

$x_{\perp}, y_{\parallel}, z$ bezeichnet das durch die Richtung des Streichens einer 2-dimensionalen Struktur definierte Koord.-System, in dem x senkrecht, y parallel zum Streichen ist.

x', y', z bezeichnet das durch die Vorzugsrichtung definierte Koord.-System, in dem x' senkrecht, y' parallel zur Vorzugsrichtung ist.

x_0', y_0', z bezeichnet das durch die Richtung maximaler Kohärenz definierte Koord.-System, in dem die y_0' -Komponente des Magnetfeldes maximal kohärent zur y' -Komponente des elektrischen Feldes ist.

In Zweifelsfällen wird die Zuordnung der jeweils betrachteten Größen zu obigen Koord.-Systemen durch gleichartige Indizierung angegeben (Ausnahme: Abb. 26).

Bezeichnungen:

$\vec{B}$ = magnetische Kraftflußdichte
 $\vec{D}$ = dielektrische Verschiebung
 $\vec{E}$ = elektrische Feldstärke
 $\vec{H}$ = magnetische Feldstärke
 $\vec{j}$ = Stromdichte

$\underline{C}$ = Übertragungstensor
 $\underline{Z}$ = $i\omega \underline{C}$ = Impedanztensor

f = Frequenz
 p = Eindringtiefe
 S = S-Filter-Operator (phasenverschiebend)
 t = Zeit
 T = Periode
 W = W-Filter-Operator (phasentreu)
 $\underline{X}$ = Fourier-Koeffizient des E-Feldes in x-Richtung
 $\underline{Y}$ = " " " " " y-"
 $\underline{X}_0, \underline{Y}_0$ sind die Fourier-Koeffizienten des Magnetfeldes.

ϵ = Dielektrizitätskonstante
 η = Raumladungsdichte
 μ = magnetische Permeabilität
 ϱ = spezifischer Widerstand
 σ = $1/\varrho$ = elektrische Leitfähigkeit
 φ = Phasendifferenz zwischen elektrischem und magnetischem Feld
 ω = $2\pi f$ = Kreisfrequenz

A Einleitung

"Der Chiemgau hat zwei vollkommen verschiedene Gesichter. Im Süden dominiert das Berg- und Hügelland, im Norden herrscht die Ebene, finden sich Moore, Wiesen, Äcker, Bauernwald. Seen freilich gibt es im Süden, in der Mitte und im Norden: ...".

So beschreibt MOLODOVSKI (1967) die Landschaft des Chiemgaus. Daß der Chiemgau zwei verschiedene Gesichter hat - ein flaches, ausgeglichenes Gesicht im Norden, ein bergiges, schroffes Gesicht im Süden - bedeutet geologisch gesehen, daß der südliche Teil des Chiemgaus bereits zu den Alpen zählt, genauer betrachtet zu den nördlichen Kalkalpen, während der nördliche Teil noch zum Alpenvorland, also zur Molasse gehört. Daß zahlreiche Seen und Moore den Chiemgau schmücken, verrät uns, daß das Gesicht des Chiemgaus ein junges Gesicht ist. Den "Stein" hat die Orogenese der Alpen geliefert, den "Rohschliff" haben die Gletscher besorgt, den "Feinschliff" haben nachfolgend Wind und Wasser übernommen. Geschaffen wurde so der Chiemgau, ein strahlender Juwel unter den Landen Bayerns.

Die Schönheit, die den Gast und den Heimischen beglückt, ist jedoch für den Geophysiker nicht alles. Zwei so verschiedene Gesichter, d. h. markante morphologische Unterschiede an der Erdoberfläche, erwecken sein Interesse. Wie sieht es hinter diesen zwei Gesichtern aus? Präzisiert für den Chiemgau lautet diese Frage: Welchen Tiefgang haben die nördlichen Kalkalpen? Reichen sie hinunter bis zum kristallinen Grundgebirge oder liegen sie nur als dünne Decke über der Molasse? Ist das südliche Gesicht vielleicht nur eine Maske?

Da bis auf die winzigen Nadelstiche der Bohrungen und Bergwerke ein direkter Zugang ins Erdinnere nicht möglich ist, muß sich der Geophysiker seine Information indirekt verschaffen. Er tut dies, indem er an der Erdoberfläche physikalische Größen mißt, die ihm etwas über das Erdinnere mitteilen. Wissenschaftlicher ausgedrückt: Die Meßgröße an der Erdoberfläche muß unter Anwendung bekannter physikalischer Gesetze Rückschlüsse auf eine physikalische Zustandsgröße im Erdinneren oder auf eine physikalische



Abb. 1

Panoramaansicht des Chiemgaus von Norden nach Süden (Ausschnitt aus IRO-Panoramakarte "Ostbayerische Alpen", bearbeitet von E. KREMLING, Relief von H. HOLZAPFEL).

Im Vordergrund ist der Chiemsee zu erkennen, südlich davon der Wester- und Osterbuchberg (westlich und östlich der Ortschaft Übersee), die Teilstücke der Nordkante der gefalteten Molasse sind. Südlich davon ragen die nördlichen Kalkalpen aus dem Chiemseebecken empor. Dieser südliche Teil des ehemaligen Chiemsees ist bereits verlandet. Der deutlich erkennbare Rand der nördlichen Kalkalpen wird als morphologischer Alpenrand bezeichnet. Südlich der nördlichen Kalkalpen schließen sich die Grauwackenzone (Altpaläozoikum; hier die Kitzbüheler Alpen) und das zentral-alpine Kristallin (hier die Hohen Tauern) an.

Eigenschaft des Erdkörpers ermöglichen. Diese Zustandsgrößen oder Eigenschaften sind im allgemeinen Funktionen des Ortes und der Zeit. Da, verglichen mit dem Zeitraum unserer Beobachtung, viele Prozesse in der Erde sehr langsam ablaufen, kann die zeitliche Abhängigkeit in vielen Fällen vernachlässigt werden. Die Kenntnis von der räumlichen Verteilung einer Zustandsgröße oder Eigenschaft läßt unter Anwendung bekannter Zusammenhänge Rückschlüsse auf den Bau oder die geologische Entwicklung des untersuchten Gebietes zu. Die Interpretation und die Darstellung der Ergebnisse geschieht in der Geophysik häufig mit Hilfe von Modellen.

So ist es ein Ziel dieser Arbeit, ein Modell über den Aufbau der Erdkruste im Bereich des Alpen-Nordrandes herzuleiten. Das Modell soll aus der räumlichen Verteilung des spezifischen Widerstandes - dieser ist eine im Beobachtungszeitraum konstante Eigenschaft der Gesteine - abgeleitet werden. Zur Bestimmung der räumlichen Verteilung des spezifischen Widerstandes wurden die Methode der Magnetotellurik sowie Schlumberger-Sondierungen angewandt. Untersuchungsgebiet ist der Chiemgau, allerdings weniger wegen seiner vielbesungenen Schönheit (diese war uns natürlich nicht unwillkommen), als wegen der Tatsache, daß er am Nordende der Geotransverse IA liegt. Die geologische Fragestellung wurde schon formuliert: Welchen Tiefgang haben die nördlichen Kalkalpen?

Im vorliegenden Meßgebiet sind die geologischen Strukturen an der Erdoberfläche sehr inhomogen. Diese Vielfalt geologischer Strukturen bewirkt starke, kleinräumige Inhomogenitäten in der räumlichen Verteilung des spezifischen Widerstandes. Diese wiederum bewirken lokale Änderungen des natürlichen elektrischen Feldes in der Erde. Die Gesamtheit der lokalen Änderungen des elektrischen Feldes sei unter dem Begriff "lokale Effekte" zusammengefaßt. Diese lokalen Effekte zu untersuchen, ihre Auswirkungen auf die magnetotellurischen Daten aufzuzeigen und Möglichkeiten zu deren Vermeidung bzw. Eliminierung anzugeben, ist ein weiteres Ziel dieser Arbeit.

Schließlich wurde den verschiedenen Auswerte-Verfahren der Magnetotellurik eine Einzeleffekt-Auswertung unter Anwendung numerischer Filter als neue Variante hinzugefügt in dem Bestreben,

durch sorgfältige Auswahl geeigneter einzelner Schwingungen der registrierten Feldkomponenten die Qualität der Ergebnisse zu verbessern.

B Allgemeine Grundlagen

Die Methoden der Geoelektrik dienen der Bestimmung der räumlichen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund. Dazu werden bestimmte Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes an der Erdoberfläche gemessen. Die Existenz solcher Felder setzt das Vorhandensein von Quellen voraus. Nach der Art dieser Quellen lassen sich die geoelektrischen Methoden in zwei Gruppen einteilen:

1. Methoden mit künstlichen Quellen
2. Methoden mit natürlichen Quellen.

B 1 Methoden mit künstlichen Quellen

Die Methoden, bei denen man sich künstlicher Quellen bedient, werden im allgemeinen bei der Untersuchung der obersten Kilometer der Erdkruste angewandt (z. B. bei der Prospektion nach Grundwasser). In seltenen Fällen werden auch tiefer reichende Sondierungen mit künstlichen Quellen durchgeführt, wozu aber besondere Voraussetzungen gegeben sein müssen. So wurde z. B. 1973 in Südafrika eine Schlumberger-Sondierung mit einer Elektrodenauslage von 1350 km durchgeführt. Als Elektrodenstrecke konnte in diesem Fall die neuerbaute Starkstromleitung von Cabora Bassa nach Pretoria benutzt werden. Diese Sondierung ermöglichte Aussagen über die elektrische Leitfähigkeit bis zum oberen Mantel (BLOHM, WORZYK 1974).

Als künstliche Quellen kommen Spulensysteme, Dipole, Elektrodenpaare, aber auch Rundfunksender und elektrifizierte Eisenbahnstrecken in Betracht.

Von den Methoden mit künstlichen Quellen wurde im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich die Sondierung nach Schlumberger ange-

wandt. Diese Methode kann als bekannt vorausgesetzt werden. Zur Illustration ist in Abb. 2 eine g_s -Kurve (scheinbarer spezifischer Widerstand in Abhängigkeit von der Länge L der Elektrodenauslage) nach Schlumberger zusammen mit dem dazu berechneten Modell dargestellt.

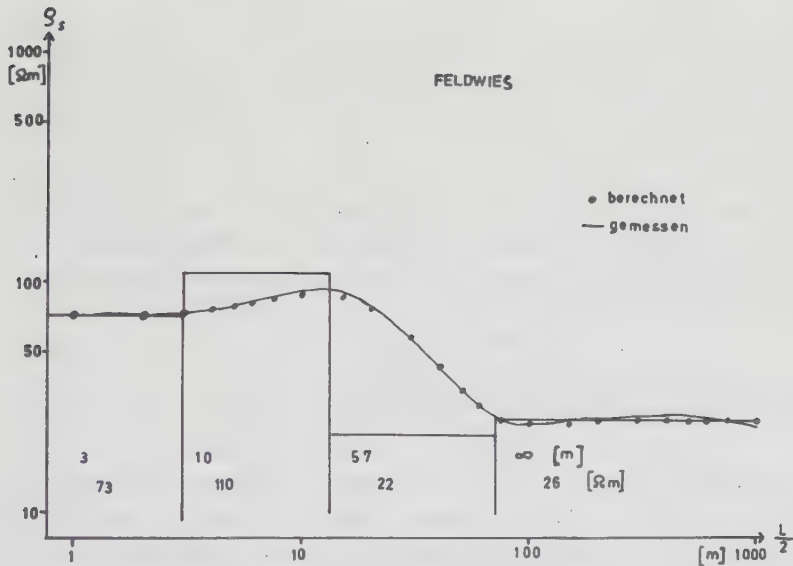


Abb. 2

Beispiel einer g_s -Kurve nach Schlumberger mit dem dazu berechneten Modell.

Die Kurve wurde bei Feldwies südlich des Chiemsees in einem jetzt verlandeten Teil des ehemaligen Chiemsees gemessen. Die beiden obersten Schichten mit 73 und 110 Ohm·m dürften Schotter der Tiroler Ache sein. Die folgende gut leitende Schicht mit 22 Ohm·m, die in 13 m Tiefe folgt und bis 70 m Tiefe reicht, dürfte aus Seesedimenten des Chiemsees bestehen. Sie ist unterlagert von einer weiteren gut leitenden Schicht mit 26 Ohm·m. Diese Schicht kann ebenfalls aus Seesedimenten, aber auch aus Moräne oder bereits Molasse bestehen.

Zur Berechnung der Modelle zu den ρ_s -Kurven nach Schlumberger wurde ein Rechenprogramm von MILLER (1971) verwendet. Das Programm erlaubt die Berechnung 1-dimensionaler Modelle (ebene Schichtung). Dem Programm liegt eine von MOONEY, ORELLANA, PICKET und THORNHEIM (1966) beschriebene Methode, die auf einer Reihenentwicklung der Potential-Integralgleichung beruht, zugrunde.

Die Interpretation durch 1-dimensionale Modelle stellt bei der im Meßgebiet existierenden Vielfalt der Strukturen eine gewisse Einschränkung dar. Da die Schlumberger-Sondierungen aber fast ausschließlich zur Untersuchung des spezifischen Widerstandes nahe der Erdoberfläche eingesetzt wurden, kann die Interpretation durch ebene Schichtung im allgemeinen als hinreichend betrachtet werden. Gegebenenfalls wird bei der Vorstellung der Modelle auf den Einfluß lateraler Inhomogenitäten hingewiesen.

B 2 Methoden mit natürlichen Quellen

Diese Methoden werden im allgemeinen zur Untersuchung größerer Tiefen angewandt. Gemessen werden dazu bestimmte Komponenten der zeitlichen Variationen des natürlichen elektromagnetischen Feldes an der Erdoberfläche. Der wesentlich größere statische Anteil des magnetischen Feldes ist für diese Methoden nicht von Interesse. Die zeitlichen Variationen des elektromagnetischen Feldes werden verursacht durch die Intensitätsschwankungen des auf die Magnetosphäre auftreffenden interstellaren Partikel- und Energiestromes. Elektrisches und magnetisches Feld sind entsprechend den Maxwell - Gleichungen gekoppelt. Da die zeitlichen Variationen einen weiten Frequenzbereich umfassen, kann unter Ausnutzung des Skin-Effektes die Frequenzabhängigkeit der Meßgrößen in eine Tiefenabhängigkeit uminterpretiert werden.

Man unterscheidet je nach den Feldkomponenten, die man bei der Interpretation verwendet, drei Methoden:

1. Geomagnetische Tiefensondierung: Bei dieser Methode mißt man die 3 Komponenten des magnetischen Feldes; im allgemeinen die EW-, NS- und Vertikal-Komponente. Aus den Verhältnissen der

Vertikalkomponente zu den beiden Horizontalkomponenten berechnet man Induktionspfeile nach WIESE (1962) oder PARKINSON (1959, 1962), oder man interpretiert diese Verhältnisse durch Modellrechnung. Die Methode gestattet die Berechnung absoluter Werte der Widerstandsverteilung.

2. Tellurik: Bei dieser Methode mißt man die beiden Horizontalkomponenten des erdelektrischen Feldes an der Erdoberfläche. Man bezieht die Meßwerte verschiedener Wanderstationen auf die Meßwerte an einer Basisstation und erhält so Information über Änderungen der integrierten Leitfähigkeit. Die Methode gestattet nur die Berechnung relativer Änderungen der Widerstandsverteilung.
3. Magnetotellurik: Bei dieser Methode mißt man die beiden Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes sowie die beiden Horizontalkomponenten des magnetischen Feldes. Aus dem Verhältnis elektrisches Feld zu magnetischem Feld läßt sich die Widerstandsverteilung berechnen. Man erhält absolute Werte. Es genügt, das magnetische Feld an einem Ort zu registrieren, während das elektrische Feld an mehreren Stationen registriert wird. Nur bei 1-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung (ebene Schichtung) genügt eine Station für das elektrische Feld.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Magnetotellurik angewandt. Daher wird sie im folgenden Abschnitt näher beschrieben. Zuvor sei noch erwähnt, daß die im Kapitel "Datenverarbeitung" enthaltenen Aussagen sinngemäß auch für die beiden anderen Methoden gelten.

B 2.1 Die Magnetotellurik

Da die theoretischen Grundlagen der Magnetotellurik in der Literatur bereits zahlreich und ausführlich beschrieben worden sind (CAGNIARD 1953, PRICE 1962, SCHMUCKER 1969, 1970, 1971 sowie in zahlreichen Dissertationen), sollen hier nur ganz kurz die gegenseitigen Beziehungen der Meßgrößen sowie ihr Zusammenhang mit der zu bestimmenden elektrischen Leitfähigkeit skizziert werden.

Die Wechselwirkungen der Komponenten des elektromagnetischen Feldes werden durch die fundamentalen Maxwell-Gleichungen beschrieben. Sie lauten für den Fall quasistationärer Felder (mit solchen hat man es bei der Magnetotellurik zu tun) im MKSA-System:

$$\begin{aligned} (B1) \quad \text{rot } \vec{H} &= \vec{J} & (\text{Bedeutung der Symbole} \\ (B2) \quad \text{rot } \vec{E} &= -\dot{\vec{B}} & \text{siehe Seite 5}) \end{aligned}$$

$$(B3) \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

$$(B4) \quad \text{div } \vec{D} = \rho$$

Durch das verallgemeinerte Ohm'sche Gesetz wird die elektrische Leitfähigkeit σ bzw. der spezifische Widerstand ϱ eingeführt:

$$(B5) \quad \vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} = \frac{1}{\varrho} \vec{E}$$

Durch die Materialgleichungen

$$(B6) \quad \vec{B} = \mu \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}$$

$$(B7) \quad \vec{D} = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}$$

werden die magnetische Permeabilität μ und die elektrische Suszeptibilität ϵ eingeführt, wobei im Erdkörper und in der Luft in guter Näherung gilt:

$$(B8) \quad \mu = \epsilon = 1$$

(KEMMERLE 1973).

Im Orts-Zeit-Bereich stellen die Maxwell-Gleichungen ein System von gekoppelten Differentialgleichungen dar. Wesentlich einfacher wird die Beziehung zwischen elektrischem und magnetischem Feld, wenn man die obigen, bereits vereinfachten Maxwell-Gleichungen in den Frequenz-Wellenzahl-Bereich transformiert. Dann linearisiert sich die Beziehung zu:

$$(B9) \quad \underline{\vec{E}}(\omega, \vec{k}) = \mu_0 \cdot \underline{Z}(\omega, \vec{k}, \sigma) \cdot \underline{\vec{H}}(\omega, \vec{k}),$$

wobei $\vec{k}$ der Wellenzahlvektor ist und der Tensor $\underline{Z}$ als Impedanztensor bezeichnet wird.

Da in mittleren Breiten, wie z. B. in Mitteleuropa, das anregende Magnetfeld sehr homogen ist, ist hier dessen Wellenzahl sehr klein. Daher kann die $\vec{k}$ -Abhängigkeit des anregenden Magnetfeldes vernachlässigt werden (PRICE 1962) und (B9) vereinfacht sich zu

$$(B10) \quad \underline{\underline{E}}(\omega) = \mu_0 \cdot \underline{Z}(\omega, \epsilon) \cdot \underline{\underline{H}}(\omega),$$

oder in Komponenten-Schreibweise:

$$(B10') \quad \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \mu_0 \cdot \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}.$$

Man muß unterscheiden zwischen der Wellenzahl des anregenden Magnetfeldes und der Wellenzahl der Inhomogenitäten im Untergrund. Die Vernachlässigung der $\vec{k}$ -Abhängigkeit bezieht sich nur auf das anregende Magnetfeld. Die in der Leitfähigkeits-Verteilung enthaltene Wellenzahl-Abhängigkeit bleibt jedoch erhalten. Sie steckt implizit in der ϵ -Abhängigkeit des Impedanztensors.

Da die Induktion frequenzabhängig ist, wird häufig der Faktor $i\omega$ eingeführt. Gleichung (B10) lautet dann:

$$(B11) \quad \underline{\underline{E}}(\omega) = \mu_0 \cdot i\omega \cdot \underline{C}(\omega, \epsilon) \cdot \underline{\underline{H}}(\omega).$$

Der Tensor $\underline{Z}$ wird als Impedanztensor, der Tensor $\underline{C}$ als Übertragungstensor bezeichnet. (Diese Nomenklatur ist in der Literatur nicht einheitlich, sie wird aber in dieser Arbeit in der soeben vereinbarten Form beibehalten.) Die Elemente des Tensors $\underline{C}$ haben die Dimension einer Länge. Sie beschreiben die Schwerpunkstiefe des induzierten Stromsystems. Die Elemente beider Tensoren sind komplexwertig und eine Funktion der Frequenz bzw. Periode. Die weiteren Aussagen beziehen sich im wesentlichen auf den Impedanztensor $\underline{Z}$, sie gelten jedoch unter Berücksichtigung des Faktors $i\omega$ sinngemäß auch für den Übertragungstensor $\underline{C}$.

Ziel der Magnetotellurik ist es nun, die Frequenzabhängigkeit der Tensorelemente $\underline{z}$ in die gesuchte Ortsabhängigkeit der Leit-

fähigkeit $\epsilon(\vec{r})$ umzuinterpretieren. Eine direkte Inversion ist im allgemeinen Fall nicht möglich und auch nicht eindeutig. Daher sollen zunächst Spezialfälle einfacher Leitfähigkeits - Verteilung und ihre Interpretation kurz dargestellt werden, wobei die gemachten Aussagen natürlich nur bei fehlerfreien "Daten" exakt zutreffen.

1. 1-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung:

Die Leitfähigkeit variiert nur mit der Tiefe z : $\epsilon(\vec{r}) \rightarrow \epsilon(z)$. In diesem Fall vereinfacht sich der Impedanztensor $\underline{Z}$ zu:

$$(B12) \quad \begin{pmatrix} \underline{z}_{xx} & \underline{z}_{xy} \\ \underline{z}_{yx} & \underline{z}_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \underline{z} \\ -\underline{z} & 0 \end{pmatrix} .$$

Dreht man das Koord.-System des Magnetfeldes um 90° gegenüber demjenigen des E-Feldes (elektrisches Feld) und ändert das Vorzeichen der y_0 '-Komponente des Magnetfeldes, so geht (B12) über in

$$(B13) \quad \begin{pmatrix} \underline{z}_{xx} & \underline{z}_{xy} \\ \underline{z}_{yx} & \underline{z}_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{z} & 0 \\ 0 & \underline{z} \end{pmatrix} .$$

Man hat damit die Hauptdiagonalform des Tensors $\underline{Z}$ erreicht. Die Orientierung des Koord.-Systems des E-Feldes ist dabei beliebig.

Aus dem Betrag von $\underline{z}$ läßt sich ein scheinbarer spezifischer Widerstand $\mathfrak{s}_s$ als Funktion der Periode T folgendermaßen definieren:

$$(B14) \quad \mathfrak{s}_s(T) = \frac{\mu_0}{2\pi} T z^2 .$$

Das Argument von $\underline{z}$ beschreibt die Phasendifferenz f zwischen elektrischem und magnetischem Feld ebenfalls als Funktion der Periode T :

$$(B15) \quad f(T) = f_E - f_M = \arg(\underline{z}) .$$

Die ϱ_s - und Phasenkurven sind dabei nicht unabhängig voneinander, sondern es besteht nach WEIDELT (1972) näherungsweise die Beziehung:

$$(B16) \quad f(T) = 45^\circ \left(1 - \frac{d \ln \varrho_s(T)}{d \ln T} \right) .$$

Die Uminterpretation der ϱ_s - und Phasenkurven in die Tiefenverteilung der Leitfähigkeit kann auf 2 Arten geschehen:

1. Durch Modellrechnung: Vorgegebene Modelle mit 1-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung können von der untersten Schicht aus rekursiv Schicht für Schicht bis zur Erdoberfläche berechnet werden (BERDICHEVSKI, BRUNELLI 1959, RIKITAKE 1966). Die Rechnungen können mit einem Tischrechner ausgeführt werden. Durch Vergleich der berechneten ϱ_s - und Phasenkurven mit den gemessenen Kurven, Verbesserung des 1. Modells, erneute Modellrechnung, Vergleich usw. können die Modelle so lange verbessert werden, bis die Übereinstimmung der im Modell berechneten Werte mit den gemessenen Werten als hinreichend empfunden wird.
2. Durch direkte Inversion: SCHMUCKER (1974) hat ein Verfahren zur direkten Invertierung der ϱ_s -Kurve oder der ϱ_s - und Phasenkurven zusammen angegeben. Eine eindeutige Invertierung der Phasenkurve allein ist nicht möglich. Das Verfahren setzt einigermaßen "glatte" Daten voraus. Bei zu großer Streuung der gemessenen ϱ_s - und Phasenkurven versagt das Verfahren formal.

Ein anderes Verfahren ist das von SCHMUCKER (1969) angegebene $\varrho^*(z^*)$ -Verfahren. Nach den Formeln

$$(B17) \quad \varrho^* = 2 \varrho_s \cos^2 f \quad \text{und}$$

$$(B18) \quad z^* = \sqrt{\frac{\varrho_s}{\mu_0 \omega}} \sin^2 f$$

mit ϱ^* und ϱ_s in Ohm m, z^* in m, ω in sec^{-1} und $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{V sec}}{\text{A m}}$ wird eine 1. Näherung an die gegebene Tiefenverteilung des spezifischen Widerstandes berechnet. Das Verfahren hat

sich in der Praxis sehr bewährt, da der Rechenaufwand gering ist.

Es sei noch erwähnt, daß sich im einfachsten Fall, im homogenen Halbraum, d. h. $\sigma(\vec{r}) = \text{konstant}$, die Eindringtiefe p (das sei diejenige Tiefe, bei der die Felder auf $1/e$ abgeklungen sind) der elektromagnetischen Felder in der Erde wegen des Skin-Effektes durch die Beziehung

$$(B19) \quad p = \sqrt{\frac{\sigma T}{\mu_0 \pi}}$$

darstellen läßt.

2. 2-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung:

Die Leitfähigkeit variiert sowohl mit der Tiefe z als auch in einer horizontalen Richtung. Durch die Streichrichtung der Grenzflächen der Leitfähigkeits-Verteilung wird eine bestimmte Richtung ausgezeichnet. Das Koord.-System (x', y', z) sei so orientiert, daß die y' -Achse in Streichrichtung der Grenzflächen zeigt. Dann gilt: $\sigma(\vec{r}) \longrightarrow \sigma(x', z); \sigma(y') = \text{konstant}$.

Der geometrisch einfachste Spezialfall 2-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung sind 2 aneinandergrenzende Viertelräume:

$\sigma = \sigma(x')$. An der Grenzfläche gelten die wohlbekannten Randbedingungen:

$$(B20) \quad E_{x',1} / E_{x',2} = \sigma_2 / \sigma_1$$

$$(B20') \quad E_{y',1} = E_{y',2}$$

d. h. die zum Streichen senkrechte E-Feld-Komponente "springt" im Verhältnis der spezifischen Widerstände; die zum Streichen parallele Komponente ist stetig. Da $\mu = 1$ ist, sind sowohl $\vec{E}$ als auch $\vec{H}$ stetig. Auf Grund dieser Randbedingungen ist die Vorzugsrichtung im guten Leiter parallel zur y' -Achse, d. h. parallel zum Streichen, im schlechten Leiter senkrecht dazu (vgl. Abb. 3).

Nimmt man die Auswertung im (x', y', z) -Koord.-System vor, dann nimmt der Impedanztensor $\underline{Z}$ die Form

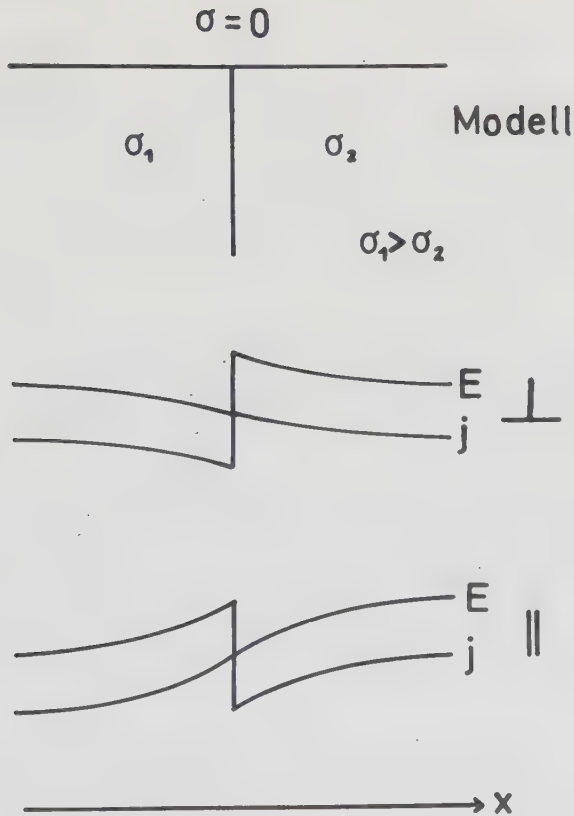


Abb. 3

Geometrisch einfachstes 2-dimensionales Modell, zwei aneinander-grenzende Viertelräume, mit qualitativem Verlauf der Komponenten senkrecht und parallel zum Streichen der Grenzfläche von E-Feld $\vec{E}$ und Stromdichte $\vec{j}$. Während die E-Feld-Komponente parallel zum Streichen stetig ist, "springt" die E-Feld-Komponente senkrecht dazu im Verhältnis der spezifischen Widerstände ($\mathcal{G} = 1/\mathcal{E}$). Bei der Stromdichte $\vec{j}$ verhält es sich genau umgekehrt. Die Abbildung illustriert, daß die Vorzugsrichtung im guten Leiter parallel zum Streichen, im schlechten Leiter senkrecht dazu steht.

$$(B21) \quad \begin{pmatrix} z_{xx} & z_{xy} \\ z_{yx} & z_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_{\perp} & 0 \\ 0 & z_{\parallel} \end{pmatrix}$$

an (Koord.-System des Magnetfeldes um 90° gegenüber demjenigen des E-Feldes gedreht, y_0 '-Komponente umgepolt). Analog zu (B14) und (B15) sind nun zwei g_s - und Phasenkurven definiert: $g_{s\perp}$ und $\rho_{\perp}$ bezogen auf das Stromsystem senkrecht zum Streichen (H-Polarisation); $g_{s\parallel}$ und $\rho_{\parallel}$ bezogen auf das Stromsystem parallel zum Streichen (E-Polarisation).

Die Interpretation dieser g_s - und Phasenkurven erfolgt mittels der Berechnung 2-dimensionalen Modelle. Da im (x', y', z) -Koord.-System die Feldkomponenten der E- und H-Polarisation voneinander entkoppelt sind, können für ein vorgegebenes Modell die Feldverteilungen für den Fall der E- und H-Polarisation unabhängig voneinander berechnet werden. Nach der Art der numerischen Behandlung des Problems können die verschiedenen angewandten Methoden in 3 Gruppen eingeteilt werden:

1. Direkte Lösung (SWIFT 1967, WRIGHT 1969): Diese Methode benötigt bei der EDV sehr viel Speicherplatz. Die Berechnung sehr großer Modelle wird dadurch erschwert.
2. Iterative Lösung (JONES, PRICE 1970): Diese Methode kommt mit weniger Speicherplatz aus, benötigt aber mehr Rechenzeit. Insbesondere bei Modellen mit starken Leitfähigkeitskontrasten können Konvergenzprobleme auftreten.
3. Hybride Methode (SCHMUCKER 1971, 1974, HAAK 1974): Durch die Verwendung geeigneter Randbedingungen bleibt der Iterationsprozess auf Teile des Modells beschränkt. Die Modellbereiche außerhalb des Iterationsbereiches werden direkt gelöst. Durch sukzessive Überrelaxation sowie durch optimal gewählte Anfangswerte kann die nötige Anzahl von Iterationen stark vermindert werden. Ökonomisch betrachtet dürfte diese Methode die vorteilhafteste sein.

Die hier gemachte Einteilung bezieht sich nur auf die numerische Lösung der Gleichungen für die Feldverteilung in der EDV. Sie berücksichtigt nicht die mathematischen oder physikalischen Voraussetzungen, die zu den zu lösenden Gleichungen führen.

3. 3-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung:

Die Leitfähigkeit variiert in allen 3 Dimensionen. In diesem Fall sind alle 4 Elemente des Impedanztensors $\underline{Z}$ ungleich 0. Wenn die Leitfähigkeits-Verteilung im Induktionsraum nicht rotationssymmetrisch ist, dann läßt sich ein Koord.-System (x', y', z) für das E-Feld und ein Koord.-System (x_0', y_0', z) für das Magnetfeld finden, in welchen die Elemente der Nebendiagonale von $\underline{Z}$ minimal und die der Hauptdiagonale maximal sind. Sind die Elemente der Nebendiagonale von $\underline{Z}$ sehr viel kleiner als die der Hauptdiagonale, so kann in guter Näherung eine 2-dimensionale Interpretation durchgeführt werden. Sind die Elemente der Nebendiagonale aber von derselben Größenordnung wie die der Hauptdiagonale, dann sind auch 2-dimensionale Modelle mit starken Fehlern behaftet.

WEIDELT (1974) ist es gelungen, 3-dimensionale Modelle zu berechnen. Für die praktische Anwendung dieser Methode gibt es jedoch Einschränkungen. Darauf werde ich später ausführlicher eingehen, da das Problem 3-dimensionaler Leitfähigkeits-Strukturen in den Alpen besonders deutlich wurde.

C Die Datenverarbeitung

C.1 Die Registrierung

Die Datenverarbeitung fängt mit der Datengewinnung an. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Registrierungen wurden im Chiemgau nördlich und südlich des morphologischen Alpenrandes durchgeführt, um Information über die südliche Begrenzung des Molasse-trogos zu gewinnen (vgl. Einleitung). Eine geographische Karte des Meßgebietes mit der Lage der Stationen zeigt Abb. 4, eine geologische Karte zeigt Abb. 5.

Die 1. Meßkampagne wurde bereits Ende 1971 durchgeführt. Dabei wurde das elektrische Feld an den 11 Stationen des westlichen Profils von FEL im Norden bis SLG bzw. SEG im Süden registriert.
(Fortsetzung Seite 26)

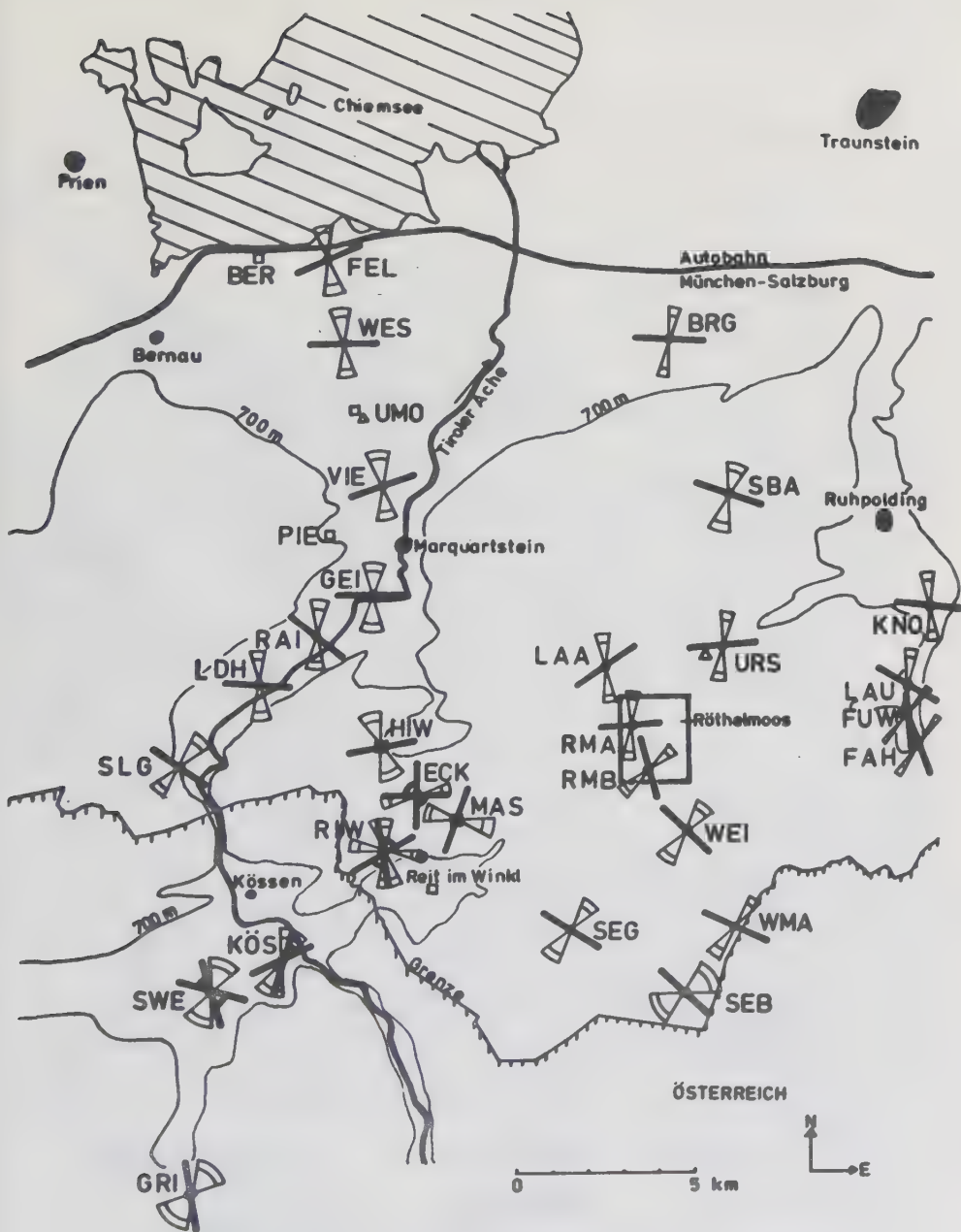
Abb. 4

Karte des Meßgebietes mit den Registrierstationen.

Die in ihrem ungefähren Verlauf eingezeichnete 700 m Höhenlinie zeigt die wichtigsten Talstrukturen im Meßgebiet sowie die Lage des morphologischen Alpenrandes im Norden (vgl. Abb. 1, Seite 8). An den Stationen, an denen das elektrische Feld registriert wurde, sind die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes (VZR) sowie die in Vorzugsrichtung induzierende Komponente des magnetischen Feldes eingezeichnet (die Bedeutung und Gewinnung dieser Größen werden später erläutert). Während am morphologischen Alpenrand keine Änderung dieser beiden Größen zu erkennen ist, zeigt sich eine systematische Drehung der Vorzugsrichtung und der darin induzierenden Komponente des magnetischen Feldes etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes. An einigen Stationen sind lokale Drehungen der Vorzugsrichtung zu erkennen, während die darin induzierende Komponente des Magnetfeldes nicht gedreht ist. In unmittelbarer Nähe des Kössener Trog (muldenförmige Struktur links unten) zeigt sich eine deutliche Periodenabhängigkeit der beiden Größen, während sie im übrigen Meßgebiet periodenunabhängig sind. Im Gebiet des Röthelmooses wurde an 13 Stationen der Einfluß der lokalen Strukturen an der Erdoberfläche auf das elektrische Feld untersucht.

Abb. 5

Geologisch-tektonische Übersichtskarte (nach FREIMOSER 1972) über das Meßgebiet mit den Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes. Die Karte zeigt den Deckenbau der nördlichen Kalkalpen. Die Flyschzone (Übergangsbereich Kalkalpen - Molasse) ist im Meßgebiet an der Erdoberfläche nur sehr schmal ausgebildet. Deutlich ist der Kössener Trog mit seinen quartären und tertiären Sedimenten zu erkennen. Es ist eine Korrelation der lokalen Drehungen der Vorzugsrichtung mit dem geologischen Bau der Kalkalpen zu erkennen, jedoch scheint die systematische Drehung der Vorzugsrichtung an den südlichen Stationen unabhängig von den an der Erdoberfläche erkennbaren geologischen Strukturen zu sein. Nach ANGENHEISTER, BÖGEL, MORTEANI (1975) liegt die Grenze gefaltete Molasse - ungefaltete Molasse weiter südlich als hier eingezeichnet, nämlich wenige Kilometer südlich des Chiemseeufers (vgl. Abb. 1, Seite 8).



Geologisch-tektonische Übersichtskarte der Alpenrandzone
und der Nördlichen Kalkalpen zwischen
Jnn- und Alm-Tal



Abhängige quartäre Überdeckung

Berchtesgaden und Dachstein-Massiv

„Mittlere-Decke“, Teil des Hochstaufen
Bajwarthum ungenügl. Langbath-Schale,
Wasserberg-Serie westl. Salzburg

Grauwacken- und Tertiär

Depressions-
Achthaler Graben

„Lechtal-Decke“
? „Lechtalgebirgs-Decke“
„Staufen-Mittelsgebirgs-Decke“
„Tirolische-Decke“

Molasse

Flysch

Kaisertal-Decke

Grauwackenschiefer

Deckengrenze
unter starker Überbedeckung

Wandgrenze der Folienmassen

Hohe Tauern-Decke
Dachstein-Decke-Gamsfeld-Massiv

fragliche Deckengrenzen ungenügl.
Zurückführung

Begrenzung tektonischer Teilbereiche,
Grenze gegen Grauwackenschiefer

Werkleiner Schuppenzone

T.Z.Z. Tirolo-Isar-Zone

Querschnitte, Brüche

Orte (Purung), Bergen,
Barnes 10, 11, 12

Abb. 5

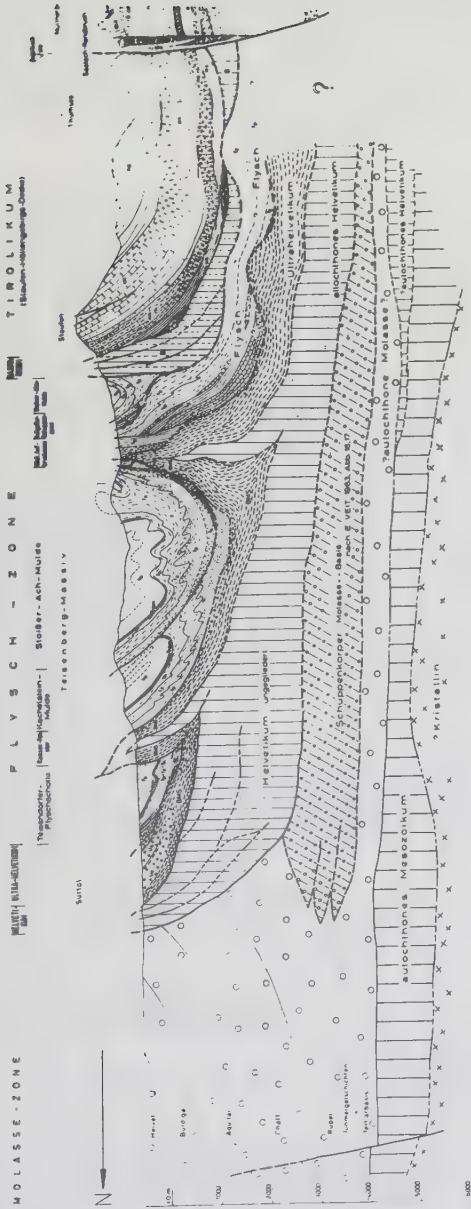


Abb. 6

NS-Profilsschnitt ca. 25 km östlich des Maßgebietes (nach FREIMOSER 1972). Der Profilschnitt verdeutlicht den Deckenbau der nördlichen Kalkalpen sowie die Frage nach deren Unterlagerung, was durch einige Fragezeichen symbolisiert wird. Die Flyschzone ist in diesem Profil wesentlich breiter ausgebildet als im Maßgebiet (vgl. Abb. 5).

Das magnetische Feld wurde an der Basisstation UMO registriert. Etwa bei dieser Station quert der morphologische Alpenrand das Profil. Das Tal der Tiroler Ache bewirkt hier eine starke Einbuchtung der 700 m Höhenlinie. Um der Vielfalt der geologischen Strukturen im Meßgebiet Rechnung zu tragen, wurde der Stationsabstand mit ca. 5 km bewußt klein gehalten.

Da die Messungen an diesen 11 Stationen wegen der Vielfalt der geologischen Strukturen nicht eindeutig interpretiert werden konnten, wurden 1973 weiter östlich zwei weitere NS-Profile von BRG bis SEB und von KNO bis FAH angelegt und das E-Feld an 12 weiteren Stationen registriert. Dabei wurden nach Möglichkeit die mit Sedimenten gefüllten Täler gemieden, um eine Verfälschung des E-Feldes durch die Talsedimente zu vermeiden. Basisstation für diese beiden Profile ist URS.

Um die lokalen Effekte, d. h. den Einfluß der oberflächennahen Strukturen auf das E-Feld, zu untersuchen, wurde das Testgebiet Röthelmoos (RM) ausgewählt und dort an insgesamt 13 Stationen das E-Feld registriert. Basisstation dazu ist wieder URS. Damit wurde eine annähernd flächenhafte Stationsüberdeckung des südlichen Chiemgaus erreicht.

Nach Norden und Süden schließen sich weitere Meßprofile an, entlang derer ebenfalls Magnetotellurik und Geomagnetische Tiefensondierung durchgeführt wurde: SENGPIEL (1964), BERKTOLD (1969, 1974), BEBLO (1974a, 1974b). Bei diesen Profilen war jedoch der Stationsabstand sehr viel größer. Entlang des Meßprofiles FELSEG wurde Geomagnetische Tiefensondierung mit geringen Stationsabständen durchgeführt, jedoch sind die Stationen der Tiefensondierung teilweise verschieden von denen der Magnetotellurik. Eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse vom Nordrand des Molassetroges bis zu den Zentralalpen findet sich bei BERKTOLD, BEBLO, KEMMERLE (1976).

Die Horizontalkomponenten des magnetischen Feldes wurden mittels Förster-Sonden registriert. Das Periodenintervall von 10 - 1800 sec wurde auf Band, die Perioden größer 1000 sec auf Papierschrieb übertragen. Da bei Perioden um 10 sec das Eigenrauschen der Sonden größer wird als die Amplitude der Pulsationen ist, waren

Perioden kleiner 10 sec nicht auswertbar, und bei Perioden von 10 bis ca. 50 sec ist mit erheblichen Amplitudenfehlern zu rechnen. Zur Zeitmarkierung diente 1971 ein Zeitzeichenempfänger, später eine Quarzuhr. Eine ausführliche Beschreibung der Magnetfeldapparatur findet sich bei GREINWALD (1972).

Die Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes wurden mit den Filmelektrographen des Institutes für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwigs-Maximilians-Universität München registriert. Die Sondenstrecken wurden jeweils geomagnetisch EW und NS ausgelegt. Der Sondenabstand betrug 50 m. Die Sonden-spannung war somit in der Größenordnung von einigen 100 μ V. Es wurden unpolarisierbare Kupfer-Kupfersulfat-Sonden verwendet. Zur Zeitmarkierung dienten BULOVA Schaltuhren. Deren Ungenauigkeit betrug etwa ± 5 sec/Tag. Durch lineare Interpolation kann der Zeitfehler auf ca. ± 1 sec/Tag reduziert werden. Jedoch ist dies nur ein Schätzwert, da keine Information über den Temperaturegang der Uhren vorliegt. Diesem Fehler überlagern sich Ungleichmäßigkeiten im Filmvorschub, der etwa 12 mm/min beträgt, Dehnungen des Filmpapiers beim Trocknen sowie die Ablesungenauigkeit beim Digitalisieren. Die Summe dieser Zeitfehler beträgt etwa ± 5 sec. Da eine Zeitverschiebung von ± 5 sec bei einer Periode von 10 sec z. B. eine Phasenverschiebung von $\pm 180^\circ$ bewirkt, ist bei kurzen Perioden bei den Phasendifferenzen zwischen E-Feld und Magnetfeld mit beachtlichen Fehlern zu rechnen. Eine ausführliche Beschreibung der E-Feld-Apparatur findet sich bei BEBLO (1971, 1972).

C 2 Die Digitalisierung

Um einen linearen Zusammenhang zwischen E-Feld und Magnetfeld zu erreichen, müssen die registrierten Variationen und Pulsationen in den Frequenzbereich transformiert werden. Dazu wurden aus den Registrierungen geeignete Intervalle ausgewählt und digitalisiert.

Bei der Auswahl der Intervalle wurde ein Kompromiß eingegangen zwischen den 3 Kriterien: möglichst günstiges Verhältnis von Nutz-

signal zu Störsignal, möglichst gleichmäßige Überdeckung des Periodenbereiches zwischen ca. 10 und ca. 2000 sec, möglichst viele verschiedene Polarisationsrichtungen des Magnetfeldes. Die Intervalle von E-Feld und Magnetfeld müssen natürlich zeitgleich sein. Die Zeitdifferenzen der einzelnen Uhren wurden dabei berücksichtigt.

Die Digitalisierung des Magnetfeldes (Bandregistrierung) erfolgte mit der Digitalisieranlage des Institutes (GREINWALD 1972). Aliasing wurde durch elektronische Vorfilterung vermieden. Die Datenausgabe erfolgte auf Lochstreifen.

Die Digitalisierung des E-Feldes (Filmregistrierung) wurde mit verschiedenen Geräten vorgenommen.

Die Digitalisierung der ausgewählten Registrier-Intervalle der Stationen FEL - SEG (westliches Profil) erfolgte mit einer älteren Nachfahranlage des Institutes. Die Anlage erlaubte äquidistante Digitalisierung, arbeitete aber sehr ungenau. Die Ablesegenauigkeit war in der Größenordnung von ± 1 mm. Zusammen mit den vorher erwähnten Fehlerquellen ergeben sich dadurch beachtliche Fehler. Insbesondere sind die Phasendifferenzen bei Perioden kleiner 50 sec praktisch nicht mehr auswertbar. Bei den Perioden größer 1000 sec dagegen können sich wegen der kleinen Amplitude des E-Feldes Amplitudenfehler bis zu $\pm 30\%$ ergeben. Die Datenausgabe erfolgte auf Lochstreifen.

Für die übrigen Stationen stand dann ein neues Nachfahrgerät mit einer Auflösung von ± 0.1 mm (Firmenangabe) zur Verfügung. Die Fehler dieses Gerätes können gegenüber den übrigen Fehlerquellen vernachlässigt werden. Die Datenausgabe erfolgte auf Lochkarten. Mit diesem Gerät ist aber eine äquidistante Digitalisierung nicht möglich, so daß die Daten durch Interpolation äquidistant gemacht werden mußten. Zur Interpolation wurden Polynome 3. Grades (Standard-Unterprogramm des Leibniz Rechenzentrums) verwendet. Aliasing wurde bei den Filmregistrierungen durch ein "intelligentes Filter", d. h. durch Glättung mit Auge und Bleistift vermieden.

Ein Beispiel gleichzeitiger Registrierungen des E-Feldes an verschiedenen Stationen und des Magnetfeldes zeigt Abb. 7. Die Daten wurden digitalisiert, umgeeeicht, durch Interpolation äquidistant gemacht und geplottet.

In Abb. 7a sind die EW- und NS-Komponenten (keine Drehung der Koord.-Systeme) dargestellt. Die EW-Komponente nimmt von Nord nach Süd stetig zu, die NS-Komponente dagegen nimmt zunächst von Nord nach Süd ab, zeigt aber eine plötzliche, starke Amplitudenzunahme bei der Station WEI.

In Abb. 7b ist dasselbe Intervall dargestellt, jedoch sind die Koord.-Systeme des E-Feldes in Vorzugsrichtung gedreht. Man erkennt deutlich die starke Polarisierung des E-Feldes, da die Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung sehr viel kleiner ist als diejenige parallel dazu. Außerdem ist der Polarisationsgrad des E-Feldes deutlich abhängig von der Polarisierung des Magnetfeldes. Während bei den längeren Perioden die EW-Komponente des Magnetfeldes die größere ist, ist bei den kurzperiodischen Schwingungen um 1.02 UT die NS-Komponente des Magnetfeldes die größere. Bei diesen kurzperiodischen Schwingungen bleibt auch nach der Drehung der Koord.-Systeme bei beiden Komponenten des E-Feldes eine gute Korrelation mit dem induzierenden Magnetfeld erhalten, während bei den längeren Perioden die Korrelation

Abb. 7

Registrierbeispiel.

Die Stationen sind von Nord (BRG) nach Süd (WMA) angeordnet. URSH ist das dazugehörige Magnetfeld. Beim Magnetfeld wurde jeweils die zum E-Feld senkrechte Komponente dargestellt (induzierende Komponente). Die EW-Komponente des Magnetfeldes wurde umgepolt. In Teil a sind die E-Feld-Komponenten im EW-NS Koord.-System, in Teil b im Koord.-System der Vorzugsrichtung dargestellt. Das Koord.-System des Magnetfeldes wurde nicht gedreht, es wurde lediglich die NS-Komponente umgepolt. In Teil a sind zusätzlich 5 für die Einzeleffekt-Auswertung verwendete Intervalle eingezeichnet. Anfang und Ende eines Intervalls liegen möglichst genau in derselben Schwingungsphase.

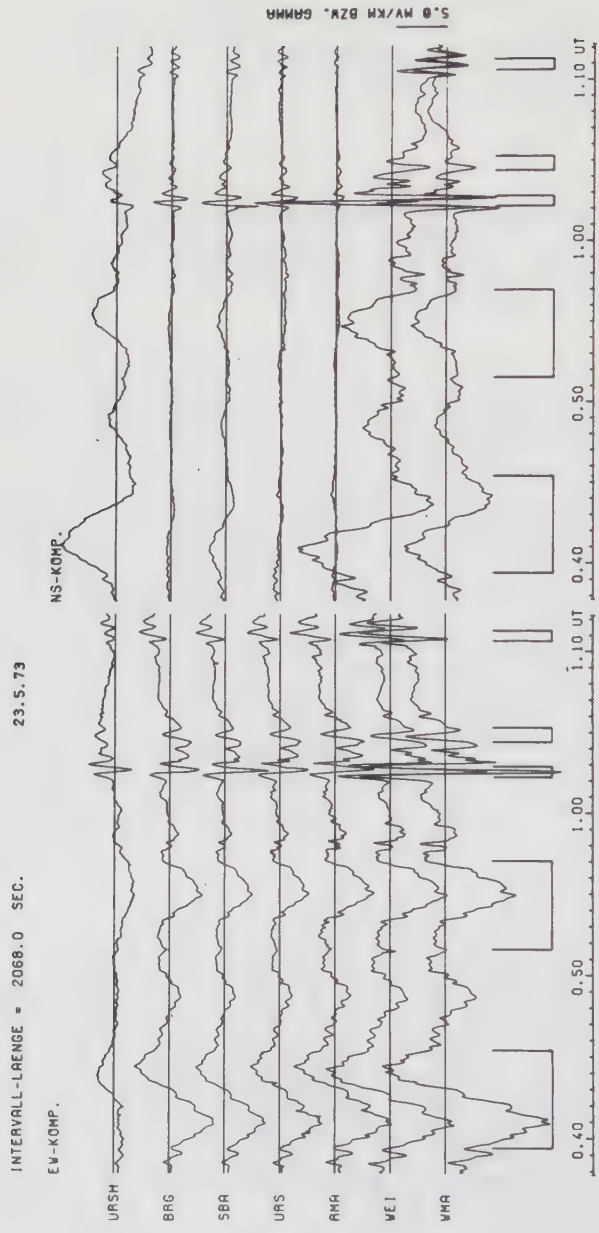


Abb. 7a

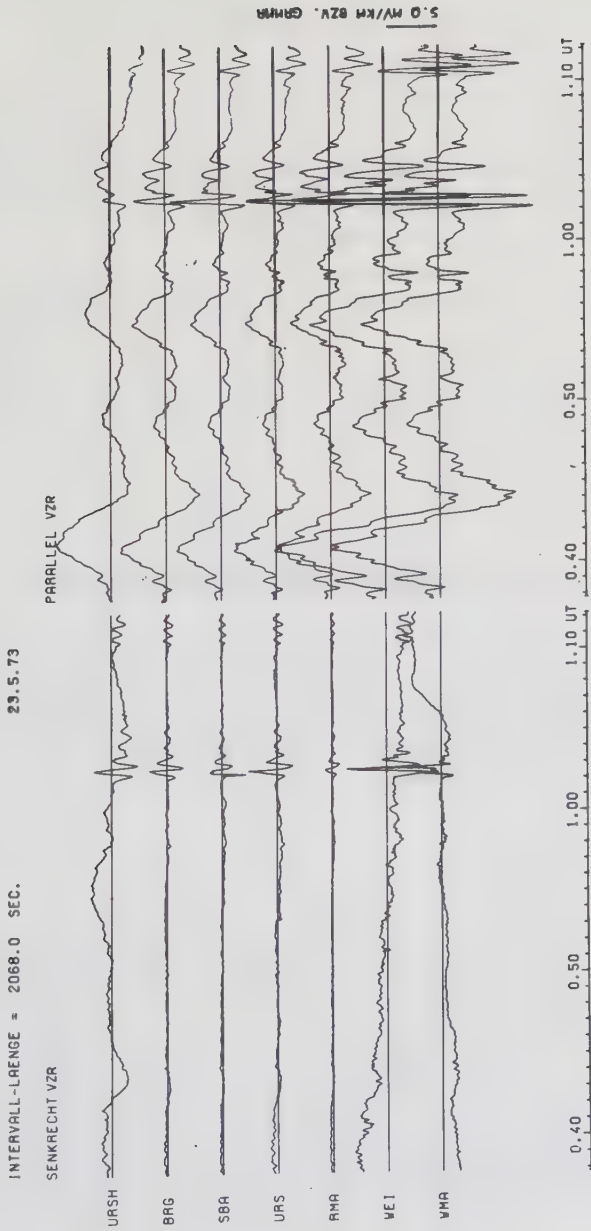


Abb. 7b

der E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung mit der induzierenden Komponente des Magnetfeldes gering wird.

Bereits auf Grund dieser Darstellung ist bei denjenigen g_s - und Phasenkurven, die sich auf die E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung beziehen, eine sehr viel größere Streuung zu erwarten als bei denjenigen Kurven, die sich auf die E-Feld-Komponente parallel zur Vorzugsrichtung beziehen.

Bei der weiteren Auswertung wurden 2 Methoden angewandt:

1. Die Methode der minimalen und maximalen Kohärenz (HAAK 1970, 1971). Dieses ist die Standard-Methode am Institut.
2. Eine Einzeleffekt-Auswertung. Diese Methode wurde neu entwickelt.

C 3 Die Methode der minimalen und maximalen Kohärenz

Diese Methode wurde bei den Stationen FEL - SEG des westlichen Profils angewandt. Die Transformation der digitalisierten Registrierabschnitte in den Frequenzbereich wurde mittels der Fourier-Analyse durchgeführt.

C 3.1 Die Fourier-Analyse

Bei der Fourier-Analyse wird ein Intervall der registrierten Funktion $X(t)$ dargestellt durch die allgemein bekannte Reihe

$$(C1) \quad X(t) = A_0 + \sum_{k=1}^n (A_k \cos k\omega t + B_k \sin k\omega t).$$

Die Fourier-Koeffizienten A_k und B_k werden zusammengefaßt zu dem komplexwertigen Koeffizienten

$$(C1') \quad \underline{C}_k = A_k + i B_k.$$

Zunächst wurden die digitalisierten Intervalle umgeeicht. Dann wurde die Fourier-Analyse mit Hilfe eines Standard-Unterprogrammes des Leibniz Rechenzentrums durchgeführt. Anschließend wurden die durch die Gerätefilter und die Digitalisier-Anlage bedingten Phasen- und Amplituden-Änderungen rückgängig gemacht und die Fourier-Koeffizienten auf Lochkarten ausgegeben. Es wurden maximal so viele Harmonische berechnet, daß die kürzeste erfaßte Periode bei der Digitalisierung noch mit mindestens 4 Punkten pro Schwingung belegt war. Im allgemeinen wurden ca. 10 Harmonische berechnet.

Neben großen Vorzügen beinhaltet die Fourier-Analyse längerer Zeitfunktionen auch eine potentielle Fehlerquelle: Störungen, die im Vergleich zur Varianz der Funktion $X(t)$ klein sind (z. B. Sondereffekte oder technische Störungen), können die Energieaufteilung auf die einzelnen Fourier-Koeffizienten stark verändern, d. h. die Verteilung der Energie auf die einzelnen Spektrallinien wird verändert, während die Gesamtenergie des Spektrums konstant bleibt. Damit wird aber die Periodenabhängigkeit des Energieinhaltes der Funktion $X(t)$ verändert. Übertragen auf die Magnetotellurik bedeutet dies, daß die Periodenabhängigkeit der Energieinhalte des elektrischen und magnetischen Feldes unabhängig voneinander verändert werden kann, was natürlich eine größere Streuung der g_s - und Phasenkurven bewirkt.

Diese Energieverschiebung kann durch die Berechnung der Kohärenz (darunter sei die phasenunabhängige Korrelation verstanden) zwischen den Fourier-Koeffizienten des elektrischen und des magnetischen Feldes eines Intervalles gezeigt werden. Bei einigen Stationen wurde die Kohärenz zwischen elektrischem und magnetischem Feld zur Kontrolle der Daten für alle Intervalle (ca. 100 pro Station) einzeln berechnet. Im allgemeinen war die Kohärenz größer 0.9. Intervalle mit einer kleineren Kohärenz wurden aus dem Datensatz herausgenommen. Bei einigen durch technische Störungen beeinträchtigten Stationen mußten jedoch auch Intervalle mit einer Kohärenz kleiner 0.9 verwendet werden.

Eine weitere Fehlerquelle ist in der Endlichkeit der Intervalle beinhaltet. Formal werden die analysierten Intervalle durch periodische Wiederholung ins Unendliche fortgesetzt. Dabei kön-

nen "Anschlußfehler" entstehen, d. h. es können Perioden vorge-
täuscht werden, die im Ausgangsintervall nicht enthalten sind.
Um diesen Fehler möglichst gering zu halten, wurden die Inter-
vallgrenzen möglichst optimal für die periodische Fortsetzung
des Intervalls gewählt, und die jeweils 1. Harmonische eines
Intervalls, bei der dieser Fehler maximal sein dürfte, wurde
bei der weiteren Auswertung nicht verwendet.

C 3.2 Die minimale und maximale Kohärenz

Für die weitere Auswertung wurden die Fourier-Koeffizienten
jeder Station nach der Periode sortiert und in die 12 folgen-
den Periodenbereiche eingeteilt:

Periodenbereich	Mittelwert
10 - 20 sec	15 sec
20 - 30 "	25 "
30 - 40 "	35 "
40 - 60 "	50 "
60 - 80 "	70 "
80 - 120 "	100 "
120 - 180 "	150 "
180 - 300 "	240 "
300 - 500 "	400 "
500 - 800 "	650 "
800 - 1200 "	1000 "
1200 - 2400 "	1800 "

Der Einteilung liegt also eine logarithmische Perioden-Skala zu-
grunde. Die Berechnung der minimalen und maximalen Kohärenz so-
wie die anschließende Ausgleichsrechnung wurde für jede Perioden-
gruppe getrennt durchgeführt.

Der nächste Schritt nach der Einteilung in Periodenbereiche ist
die Bestimmung der für die Ausgleichsrechnung optimalen Koord.-
Systeme des elektrischen und magnetischen Feldes. Das für das
elektrische Feld optimale Koord.-System wird mit Hilfe der mi-

nimalen Kohärenz gesucht. Dazu wird das Koord.-System von 0° bis 90° in Schritten von 2° gedreht und zu jedem Drehwinkel die Kohärenz zwischen den beiden jeweiligen E-Feld-Komponenten berechnet. Ergänzt man die Werte auf den vollen Winkelbereich bis 360° , was auf Grund der 4-zähligen Rotationssymmetrie der minimalen Kohärenz leicht möglich ist, so erhält man die Rosetten der minimalen Kohärenz. Zwei Beispiele sind in Abb. 8 dargestellt. Erfüllt man nun noch die Forderung, daß das Energiespektrum der x' -Komponente des E-Feldes kleiner ist als dasjenige der y' -Komponente, dann ist das (x', y') -Koord.-System der minimalen Kohärenz eindeutig bestimmt.

Bei 1-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilungen sind die Rosetten der minimalen Kohärenz des elektrischen und magnetischen Feldes gleich. Dies trifft bei den Rosetten der beiden in Abb. 8 dargestellten Stationen nicht zu. Das zeigt, daß, bezogen auf die Periode $T = 600$ sec, an diesen beiden Stationen keine 1-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung vorliegt.

Die Richtung der y' -Koordinate ist identisch mit der Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes (HAAK 1970). Durch die minimale Kohärenz ist somit eine mögliche Definition der Vorzugsrichtung gegeben. Eine andere Definition der Vorzugsrichtung wurde von ANGENHEISTER, BERKTOLD, SENGPIEL (1965) gegeben: Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes ist jene Richtung, in der das erdelektrische Feld - gemittelt über viele Variationen - die größte Intensität erreicht.

Das für das magnetische Feld optimale Koord.-System wird mit Hilfe der maximalen Kohärenz gesucht. Das Koord.-System des E-Feldes wird gemäß der minimalen Kohärenz orientiert. Dann wird das Koord.-System des Magnetfeldes von 0° bis 180° in Schritten von 2° gedreht und zu jedem Drehwinkel die xx_0 -Kohärenz (das sei die Kohärenz zwischen der x' -Komponente des E-Feldes und der x_0' -Komponente des Magnetfeldes) sowie die yy_0 -Kohärenz berechnet. Ergänzt man die Werte wieder auf den vollen Winkelbereich, was auf Grund der 2-zähligen Rotationssymmetrie möglich ist, dann erhält man die Rosetten der maximalen Kohärenz. Zwei Beispiele sind in Abb. 9 dargestellt.

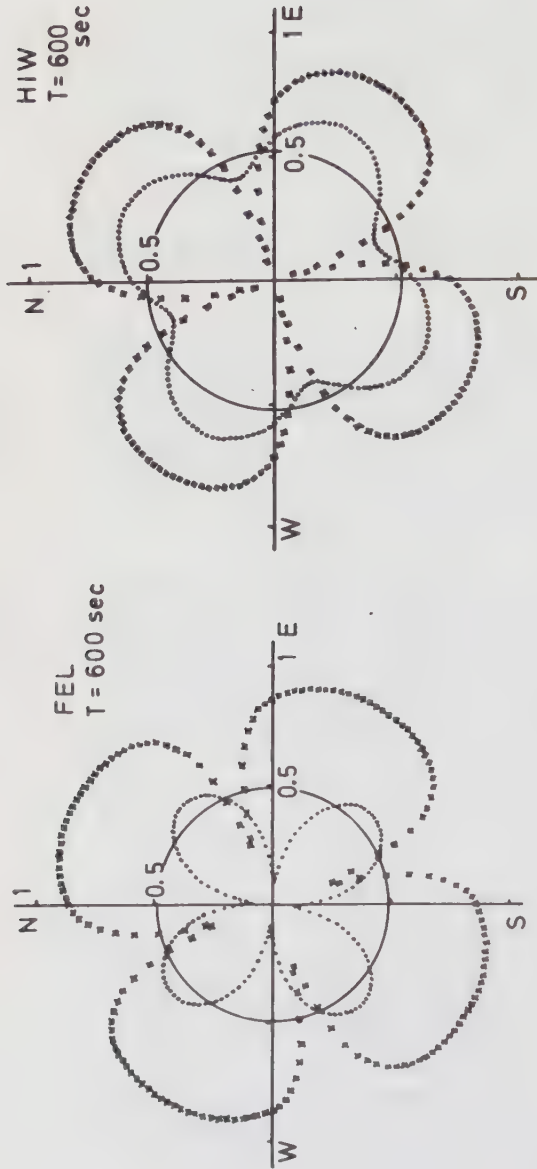


Abb. 8

Beispiele zu den Rosetten der minimalen Kohärenz an den Stationen Feldwies (FEL) und Hinterwössen (HIW).

xxx = Kohärenz-Rosette des E-Feldes; ... = Kohärenz-Rosette des Magnetfeldes.

Der eingezeichnete Kreis ist $koh' = \sqrt{4 / (N-1)}$ mit $N =$ Anzahl der Fourier-Koeffizienten für den Periodenbereich $T = 600$ sec; koh' ist der bei einer Zufallsverteilung von N Koeffizienten zu erwartende Wert für die Kohärenz.

Die Rosetten des E-Feldes zeigen ausgeprägte Minima. Beim Magnetfeld sind diese Minima weniger stark ausgeprägt. Die Unterschiede zwischen den Rosetten des elektrischen und des magnetischen Feldes zeigen, daß, bezogen auf die Periode $T = 600$ sec, an den beiden Stationen FEL und HIW keine 1-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung vorliegt.

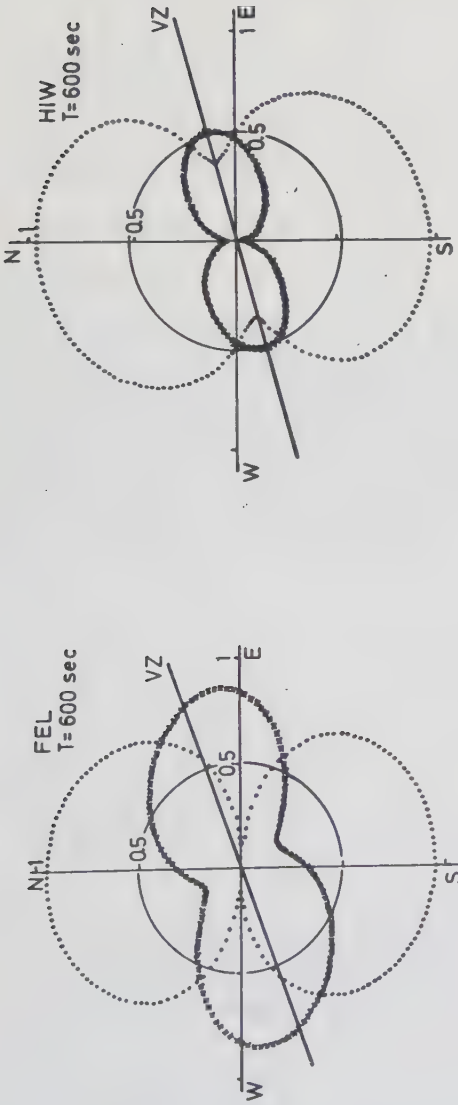


Abb. 9

Beispiele zu den Rosetten der maximalen Kohärenz an denselben Stationen wie in Abb. 8.

xxx = xx_0 -Kohärenz; bezieht sich auf die E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung

... = yy_0 -Kohärenz; " " " " " " " " parallel " " "

Der eingezeichnete Kreis ist wieder koh'; VZ ist die Vorzugsrichtung = Richtung der minimalen Kohärenz des E-Feldes.

Wie bereits nach Abb. 7b (Registrierbeispiel, Seite 30) zu erwarten war, besitzt die Rosette der yy_0 -Kohärenz (E-Feld-Komponente parallel zur Vorzugsrichtung) ein wesentlich ausgeprägteres Maximum als die xx_0 -Kohärenz. Dies wird durch die starke Polarisation des E-Feldes bewirkt. Wegen der nicht 1-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung an den beiden Stationen sind die Richtungen der Maxima der yy_0 - und xx_0 -Kohärenz nicht orthogonal zueinander und auch nicht senkrecht bzw. parallel zur Vorzugsrichtung.

Man erhält im allgemeinen 2 Koord.-Systeme maximaler Kohärenz. Eines, in dem die xx_0 -Kohärenz maximal ist, und eines, in dem die yy_0 -Kohärenz maximal ist. Da sich die Maxima über einen relativ breiten Winkelbereich erstrecken, läßt sich meistens ein Koord.-System finden, in dem noch beide Kohärenzen annähernd maximal sind. Dieses Koord.-System wurde dann als das gesuchte (x_0', y_0') -Koord.-System genommen. Konnte kein solcher Kompromiß gefunden werden, da die Maxima zu sehr gegeneinander verdreht waren, so wurde dasjenige Koord.-System genommen, in dem die yy_0 -Kohärenz maximal war.

Bei 1-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilungen sind die Richtungen maximaler xx_0 - und maximaler yy_0 -Kohärenz orthogonal zueinander. Die Richtung maximaler yy_0 -Kohärenz ist senkrecht zur Vorzugsrichtung, die Richtung maximaler xx_0 -Kohärenz parallel dazu, da bei 1-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilungen induzierendes Magnetfeld und induziertes E-Feld orthogonal zueinander sind. Bei mehrdimensionalen Leitfähigkeits-Verteilungen ist diese Orthogonalität nicht mehr gegeben. Die Richtungen maximaler xx_0 - und yy_0 -Kohärenz können dann sowohl untereinander als auch zur Vorzugsrichtung schiefwinklig sein.

C 3.3 Die Ausgleichsrechnung

Die Ausgleichsrechnung dient der Berechnung des Impedanztensors, d. h. der Lösung des Gleichungs-Systems (B10', Seite 15). In diesem Gleichungs-System stehen die 4 unbekannten Elemente des Impedanztensors 2 Gleichungen gegenüber. Man benötigt also mindestens 2 linear unabhängige Schwingungen des Magnetfeldvektors $\vec{H}$ um Gleichung (B10') lösen zu können, d. h. man benötigt mindestens 2 verschiedene Polarisations-Richtungen des induzierenden Magnetfeldes.

Da aber die Meßdaten nicht fehlerfrei sind, nimmt man nicht nur 2, sondern möglichst viele linear unabhängige Vektoren $\vec{H}$ pro Periodenbereich und führt eine statistische Ausgleichsrechnung durch, d. h. man löst das nunmehr überbestimmte Gleichungs-System

$$\begin{aligned}
 (C2) \quad \underline{E}_x 1 &= \underline{z}_{xx} \underline{H}_x 1 + \underline{z}_{xy} \underline{H}_y 1 + \delta H_1 \\
 \underline{E}_x 2 &= \underline{z}_{xx} \underline{H}_x 2 + \underline{z}_{xy} \underline{H}_y 2 + \delta H_2 \\
 &\vdots \\
 \underline{E}_x N &= \underline{z}_{xx} \underline{H}_x N + \underline{z}_{xy} \underline{H}_y N + \delta H_N \\
 \\
 \underline{E}_y n &\text{ analog}
 \end{aligned}$$

derart, daß die Summe der Fehlerquadrate $\sum_{n=1}^N \delta H_n^2$ minimal wird.

Die Ausgleichsrechnung wird in den Koord.-Systemen der minimalen und maximalen Kohärenz durchgeführt. Dann werden die Elemente $\underline{z}_{xy}$ und $\underline{z}_{yx}$ des Impedanztensors minimal, die Elemente $\underline{z}_{xx}$ und $\underline{z}_{yy}$ maximal. Prinzipiell kann die Ausgleichsrechnung in beliebigen Koord.-Systemen vorgenommen und anschließend der Impedanztensor schrittweise gedreht werden, bis diejenige Orientierung gefunden ist, in der $\underline{z}_{xy}$ und $\underline{z}_{yx}$ minimal, $\underline{z}_{xx}$ und $\underline{z}_{yy}$ maximal sind. Bei fehlerfreien Daten sind die Ergebnisse beider Verfahren gleich. Bei fehlerbehafteten Daten können jedoch deutliche Unterschiede auftreten, da die Drehung der Koord.-Systeme der Felder zu einer anderen Fehleraufteilung führt als die Drehung des Tensors. Die Unterschiede werden um so größer, je geringer die Variation der Polarisations-Richtungen des induzierenden Magnetfeldes war. Nach HAAK (mündliche Mitteilung) sind die Ergebnisse besser, wenn vor Durchführung der Ausgleichsrechnung die Koord.-Systeme der Felder in die Richtung der minimalen bzw. maximalen Kohärenz gedreht worden sind.

Wie entscheidend möglichst verschiedene Polarisations-Richtungen des induzierenden Magnetfeldes für die Ausgleichsrechnung sind, möge das folgende Beispiel zeigen: Gegeben seien 4 "Datensätze" bestehend aus je 5 Wertetripeln (Ex_i, Hx_i, Hy_i) , $i = 1, \dots, 5$ für die Gleichung $Ex_i = a Hx_i + b Hy_i$. Der Einfachheit halber seien die Daten reell. Die richtige Lösung sei: $Ex = 2 Hx + 0 Hy$, d. h. Ex sei ausschließlich von Hx induziert. Die 4 "Datensätze" seien:

1. Fehlerfreier Datensatz mit variierender Polarisations-Richtung des Magnetfeldes,
2. wie 1., dem Magnetfeld seien jedoch 10% Fehler überlagert;
3. fehlerfreier Datensatz mit geringer Variation der Polarisations-Richtungen des Magnetfeldes,
4. wie 3., dem Magnetfeld seien wiederum 10% Fehler überlagert.

In Zahlen:

	Ex_i	Hx_i	Hy_i	$\tan(\psi_{H i})$	$\psi_{H i}$	Lösung
1.	2	1	2	2	63.43	$a = 2$ $b = 0$
	4	2	1	0.5	26.57	
	6	3	3	1	45	
	8	4	6	1.5	56.31	
	10	5	5	1	45	
2.	2	0.98	1.91	1.95	62.85	$a = 2.073$ $b = 0.036$
	4	2.05	1.13	0.55	28.81	
	6	3.05	3.36	1.1	47.73	
	8	3.96	5.82	1.47	55.77	
	10	4.93	5.23	1.06	46.67	
3.	2	1	1.05	1.05	46.40	$a = 2$ $b = 0$
	4	2	2.04	1.02	45.57	
	6	3	2.94	0.98	44.42	
	8	4	3.88	0.97	44.13	
	10	5	5.05	1.01	45.29	
4.	2	0.98	1.01	1.03	45.85	$a = 1.341$ $b = 0.331$
	4	2.05	2.13	1.04	46.12	
	6	3.05	2.96	0.97	44.13	
	8	3.96	3.92	0.99	44.71	
	10	4.93	4.83	0.98	44.42	

$\psi_{H i} = \arctan (Hy_i / Hx_i) = i$ -te Polarisations-Richtung des Magnetfeldes.

Bei den fehlerfreien Daten ("Datensatz" 1 und 3) erhält man die exakte Lösung. Bei den fehlerbehafteten Daten sind die Lösungen unterschiedlich. Bei ausreichender Variation von ψ_H ("Datensatz" 2) hat das Ergebnis einen Fehler, der geringer ist als der Fehler der einzelnen Daten; bei zu geringer Variation von ψ_H ("Datensatz" 4) dagegen weist das Ergebnis einen Fehler auf, der wesentlich größer ist als der Fehler der einzelnen Daten. Vom Standpunkt der linearen Algebra aus ist dieses Beispiel natürlich trivial, da Bedingung für die Lösbarkeit der obigen Gleichung die lineare Unabhängigkeit von Hx und Hy ist. Es sollte hier nur der geophysikalische Aspekt, der nicht immer genügend

bewußt zu sein scheint, nämlich daß eine ausreichend große Variation der Polarisations-Richtungen des induzierenden Magnetfeldes bei realen, fehlerbehafteten Daten Voraussetzung für die lineare Unabhängigkeit von H_x und H_y ist, verdeutlicht werden. Wenn diese Voraussetzung nicht gegeben ist, dann wird die Lösung durch die zufällige Fehlerverteilung bestimmt.

C 4 Die Einzeleffekt-Auswertung

Um die erwähnten Fehlerquellen bei der Fourier-Analyse zu vermeiden, wurde eine Einzeleffekt-Auswertung entwickelt und bei den Stationen des östlichen Profils angewandt. Dazu wurden die Intervalle so gewählt, daß sie im allgemeinen nur einen einzelnen Effekt, d. h. nur eine einzige Schwingung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes umfaßten. Die Intervall-Länge ist also gleich der Periode T der gewählten Schwingung. Die Intervallgrenzen wurden so gewählt, daß sie möglichst exakt in derselben Schwingungsphase der Feldamplitude liegen, um die Forderung $T = T_I$ (T = Periode der beobachteten Schwingung; T_I = Intervall-Länge) möglichst exakt zu erfüllen. Lediglich bei länger andauernden quasi-monochromatischen Schwingungszügen, wie man sie z. B. bei $pc's$ findet, wurden mehrere Schwingungen zu einem Intervall zusammengefaßt. Die noch zu besprechende Berechnung von Amplituden-Verhältnis und Phasen-Differenz wurde aber trotzdem für jede einzelne Schwingung, d. h. für jeden einzelnen Effekt, getrennt durchgeführt.

C 4.1 Die numerische Filterung

Da natürlich die ausgewählten Effekte nicht streng monochromatisch sind, und da, besonders beim E-Feld, Elektrodengänge überlagert sein können, wurden die ausgewählten Intervalle numerisch gefiltert, um die darin enthaltenen Effekte möglichst monochromatisch zu machen.

Bei der numerischen Filterung wird die Zeitfunktion $X(t)$ gefaltet mit der Gewichtsfunktion $W(t)$ bzw. $S(t)$, so daß gilt (die Funktionen mögen bereits als Folgen diskreter Werte vorliegen):

$$(C3) \quad Wx_i = \frac{2}{n} \sum_{k=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \epsilon_k x_{i+k} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{n} k\right)$$

$$(C3') \quad Sx_i = -\frac{2}{n} \sum_{k=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \epsilon_k x_{i+k} \sin\left(\frac{2\pi\nu}{n} k\right) \quad \text{mit}$$

$$\epsilon_k = \frac{1}{2} \quad \text{für } k = \pm \frac{n}{2} \\ = 1 \quad \text{sonst}$$

n = Anzahl der Stützstellen der Gewichtsfunktion; n gerade

$\nu = 1, \dots, \frac{n}{2}$ = "Harmonische"

x_i = i -ter Wert der ungefilterten, digitalen Zeitfunktion $X(t)$

Wx_i = i -ter Wert der gefilterten, digitalen Zeitfunktion $WX(t)$;
diese ist phasentreu.

Sx_i = i -ter Wert der gefilterten, digitalen Zeitfunktion $SX(t)$;
diese ist um $\frac{\pi}{2}$ phasenverzögert.

Δt = Digitalisier-Abstand

$T_\nu = \frac{n}{\nu} \Delta t$ = Hauptdurchlaß - Periode der ν -ten Harmonischen

(KERTZ 1970). Die Filtereigenschaften entsprechen einem Bandpaßfilter.

Bei der vorliegenden Auswertung wurde ausschließlich das 12-Punkt-Filter ($n = 12$) verwendet, da dieses Filter einen in etwa optimalen Kompromiß zwischen Rechenaufwand und Filtereigenschaften darstellt (REITMAYR 1974).

Um die Flankensteilheit des Filters zu erhöhen und um die Seitenbänder weitgehend zu unterdrücken, wurde das Filter doppelt angewandt. Als phasenverschiebendes Filter wurde die Kombination WS, als phasentreues Filter die Kombination $\frac{WW - SS}{2}$ (das Minus-Zeichen steht, da SS eine Phasenverschiebung von 180° bewirkt) verwendet. Die Bezeichnung WS bedeutet, daß zunächst das S-Filter auf die Funktion $X(t)$, sodann das W-Filter auf die daraus resultierende Funktion $SX(t)$ angewandt wurde.

Daraus ergibt sich die Funktion $WSX(t)$. Während die Filterkombination WW eine gewisse Unsymmetrie in der Durchlaßfunktion aufweist, ist diese bei der Kombination $\frac{WW - SS}{2}$ wesentlich verringert (KERTZ 1971). Im weiteren sei diese Kombination der Kürze halber als WW bezeichnet.

Da die Intervalle ausschließlich nach der Grundperiode ausgewählt wurden, wurde nur die 1. Harmonische ($v = 1$) berechnet. Da die Hauptdurchlaß-Periode der 1. Harmonischen $T_1 = 12 \cdot \Delta t$ ist, müssen pro Effekt genau 13 Stützpunkte mit Anfangs- und Endwert vorliegen. Da die Digitalisierung nicht äquidistant erfolgt war, wurden die Funktionswerte an den gewünschten Stützstellen durch Interpolation mit Polynomen 3. Grades (Standard-Unterprogramm des Leibniz Rechenzentrums) berechnet. Zuvor wurden die digitalisierten Werte umgeeicht und auf Ausreißer (z. B. Fehllöcherungen) überprüft. Durch fortschreitende Berechnung der Differenz benachbarter Werte mit Berücksichtigung des Vorzeichens und durch Vergleich mit der Varianz des Intervalls können Ausreißer vom Programm eindeutig als solche erkannt und durch Interpolation eliminiert werden.

Bei den Filmregistrierungen wurde Aliasing vermieden, indem der Punktabstand beim Digitalisieren so eingestellt wurde, daß sich ca. 13 Stützwerte pro Effekt ergaben. Über Perioden kürzer $T/6$ wurde mit Auge und Bleistift gemittelt. Bei den Bandregistrierungen war bei längeren Perioden ein solcher Punktabstand nicht möglich. Daher wurden die Daten mit einem Tiefpaßfilter (gleichendes Mittel über L Punkte; L geeignet gewählt) vorgefiltert, um Aliasing zu vermeiden. Diese Vorfilterung ist wichtig, da sich die Durchlaßfunktion des numerischen Filters periodisch wiederholt, d. h. sie erreicht bei $T/11$ und $T/13$, bei $T/23$ und $T/25$ usw. wieder den Wert 1.

Nach Gleichung (C7) wurde bei den noch ungefilterten Daten für jedes Intervall die Polarisations-Richtung y des elektrischen bzw. magnetischen Feldes berechnet und in Abhängigkeit von der Grundperiode des Intervalls aufgetragen. Durch Mittelung über die Polarisations-Richtungen verschiedener Effekte mit ähnlicher Periode konnte die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes gemäß

ihrer Definition nach ANGENSEISTER, BERKTOLD, SENGPIEL (1965) ermittelt werden.

Die weitere Auswertung wurde in verschiedenen Koord.-Systemen vorgenommen:

1. Das Koord.-System des E-Feldes wird in Vorzugsrichtung gedreht, dasjenige des Magnetfeldes wird orthogonal dazu orientiert (konstante, orthogonale Koord.-Systeme).
2. Das Koord.-System des E-Feldes wird bei jedem Effekt in die Polarisations-Richtung dieses Effektes gedreht, das Koord.-System des Magnetfeldes wird jeweils orthogonal dazu orientiert (variable, orthogonale Koord.-Systeme).
3. Das Koord.-System des E-Feldes wie bei 2., das Koord.-System des Magnetfeldes wird in die jeweilige Polarisations-Richtung des entsprechenden Effektes des Magnetfeldes gedreht (variable, nicht orthogonale Koord.-Systeme).

Im allgemeinen wurden in den Koord.-Systemen des 1. Falles die besten Ergebnisse erzielt. Der 4. mögliche Fall, nämlich konstante, nicht orthogonale Koord.-Systeme, wird erst später erreicht, da eine von den gegebenen Daten abweichende, bessere Orientierung des Magnetfeldes in dieser Phase der Auswertung noch nicht bestimmt werden kann.

Da bei der Filterung nach Gleichung (C3) am Anfang und Ende des Intervalles je 6 Werte verloren gehen, müssen vor und hinter dem Intervall je 6 Stützstellen in demselben Punktabstand wie innerhalb zur Verfügung stehen. Bei 2-maliger Anwendung des Filteroperators ergibt das 24 Punkte pro Intervall. Bei 25 Stationen mit ca. 100 Intervallen je Station ergibt das 60 000 Punkte. Um den Aufwand beim Digitalisieren in Grenzen zu halten, wurden die zusätzlichen Werte außerhalb der Intervalle durch periodische Fortsetzung der Intervalle rechnerisch erzeugt nach:

$$\begin{aligned} \text{(C4)} \quad x_{1-k} &= x_{13-k} - d \\ x_{13+k} &= x_{1+k} + d \quad \text{mit} \end{aligned}$$

$d = x_{13} - x_1$ und $k = 1, \dots, 6$. Mit d wird der lineare Gang

berücksichtigt.

Da bei der Festlegung der Intervalle sorgfältig darauf geachtet wurde, daß Anfang und Ende jedes Intervalles möglichst genau in derselben Schwingungsphase liegen, dürfte der durch die Erweiterung der Intervalle nach Gleichung (C4) injizierte Fehler nicht größer sein als der den Registrierungen selbst anhaftende Fehler. Bei Intervallgrenzen, die diese Forderung nicht erfüllen, könnte der durch die Erweiterung injizierte Fehler jedoch deutlich größer werden. Beispiele von Intervallen, die bei der Einzeleffekt-Auswertung verwendet wurden, sind in Abb. 7a (Registrier-Beispiele, Seite 31) enthalten.

Nach diesen Vorbereitungen wurde die eigentliche Filterung in den beschriebenen Koord.-Systemen durchgeführt. Anschließend standen für jede Feldkomponente die Zeitfunktionen WWX (phasentreu) und WSX (phasenverschoben) zur Verfügung. Diese Funktionen, vorliegend als 13 diskrete Werte pro Effekt, werden nun als monochromatisch betrachtet. Die zugeordnete Periode ist $T = 12 \cdot \Delta t$.

Nun kann das Amplituden-Verhältnis und die Phasendifferenz zwischen 2 gefilterten Funktionen WWX und WWY berechnet werden nach:

$$(C5) \quad a_1 = r_1 \frac{m_{wwx}}{m_{wwy}}$$

$$(C5') \quad a_2 = r_2 \frac{m_{wwx}}{m_{wsy}}$$

wobei gilt:

$$(C5^*) \quad r_1 = \frac{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (WWx_k \cdot WWy_k) - M_{wwx} \cdot M_{wwy}}{m_{wwx} \cdot m_{wwy}}$$

= Kreuzkorrelations-Koeffizient zwischen WWX und WWY

r_2 analog zwischen WWX und WSY

$$m_{wwx}^2 = \sum_{k=1}^n WWx_k^2 - n \cdot M_{wwx}^2$$

m_{wwx} = Varianz von WWX; analog m_{wwy} und m_{wsy}

$$M_{wwx} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n WWx_k$$

= konstanter Anteil von WWX

analog M_{wwy} und M_{wsy}

Das resultierende Amplituden-Verhältnis ist:

$$(C6) \quad a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$$

Die Phasendifferenz ist:

$$(C6') \quad \varphi = \varphi_{wwy} - \varphi_{wwx} = \arctan \frac{r_2}{r_1}$$

Die Kohärenz zwischen den beiden Funktionen ist:

$$(C6'') \quad r = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}$$

Betrachtet man WWX und WWY als die beiden Komponenten eines Feldes, so kann man nach

$$(C7) \quad \psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 r_1 m_{wwx} m_{wwy}}{m_{wwx}^2 - m_{wwy}^2} \right)$$

(KERTZ 1970) die Polarisations-Richtung ψ dieses Effektes mit den gefilterten Komponenten WWX und WWY berechnen.

Amplituden-Verhältnis a und Phasendifferenz φ lassen sich zusammenfassen zu dem komplexwertigen Koeffizienten $\underline{a}$.

Nach den Gleichungen (C5) und (C6) wurden so für jeden aus den Registrierungen ausgewählten und gefilterten Effekt die "Einzel-Impedanz-Koeffizienten"

$$(C8) \quad \underline{a}_{xx} = \frac{WW \ E_x}{WW \ H_x} \quad \underline{a}_{xy} = \frac{WW \ E_x}{WW \ H_y}$$

$$\underline{a}_{yx} = \frac{WW \ E_y}{WW \ H_x} \quad \underline{a}_{yy} = \frac{WW \ E_y}{WW \ H_y}$$

berechnet. Anschließend wurden die durch die Gerätefilter und die Digitalisier-Anlage bedingten Änderungen der Amplituden

und Phasen der registrierten Feldkomponenten aus den Koeffizienten a eliminiert. Die von den Einwirkungen der Geräte befreiten Koeffizienten a wurden dann zusammen mit der zugeordneten Periode und einer Kennnummer auf Lochkarten ausgegeben. Sie sind dadurch stets identifizierbar und für beliebige weitere Operationen zugänglich.

C 4.2 Die Ausgleichsrechnung

Auch bei der Einzeleffekt-Auswertung ist eine Ausgleichsrechnung über möglichst viele verschiedene Polarisations-Richtungen des induzierenden Magnetfeldes nötig, d. h. zu lösen ist ein zu (C2) analoges Gleichungs-System, wobei aber nunmehr die Komponenten des elektromagnetischen Feldes nicht in Form von Fourier-Koeffizienten, sondern in Form von monochromatischen, digitalen Zeitfunktionen gegeben sind. Damit läßt sich Gleichungs-System (C2) folgendermaßen darstellen:

$$(C9) \quad WW Ex_i = z_{xx} WW Hx_i + z_{xy} WW Hy_i + \delta X_i$$

$$(C9') \quad WW Ey_i = z_{yx} WW Hx_i + z_{yy} WW Hy_i + \delta Y_i$$

für $i = 1, \dots, N$. Dabei bezeichnet der Index i verschiedene Funktionen dieser Art, d. h. verschiedene Effekte, wobei jede Funktion aus 13 diskreten Werten besteht.

Division von (C9) durch $WW Hx_i$ liefert:

$$\begin{aligned} (C10) \quad \frac{WW Ex_i}{WW Hx_i} &= z_{xx} + z_{xy} \frac{WW Hy_i}{WW Hx_i} + \frac{\delta X_i}{WW Hx_i} \\ &= z_{xx} + z_{xy} \frac{WW Ex_i}{WW Hx_i} \cdot \frac{WW Hy_i}{WW Ex_i} + \delta_{ax_i}, \end{aligned}$$

wobei eine Erweiterung mit $WW Ex_i$ und eine Umbenennung des Fehlers vorgenommen wurden. In den Quotienten der Gleichung

(C10) sind die "Einzel-Impedanz-Koeffizienten" (C8) wieder zu erkennen. Setzt man diese in (C10) ein, so erhält man:

$$(C11) \quad \underline{a}_{xx \ i} = \underline{z}_{xx} + \underline{z}_{xy} \cdot \underline{a}_{xx \ i} \cdot \frac{1}{\underline{a}_{xy \ i}} + \delta \underline{a}_{x \ i} ,$$

und analog läßt sich (C9') umformen in

$$(C11') \quad \underline{a}_{yy \ i} = \underline{z}_{yx} \cdot \frac{1}{\underline{a}_{yx \ i}} \cdot \underline{a}_{yy \ i} + \underline{z}_{yy} + \delta \underline{a}_{y \ i}$$

für $i = 1, \dots, N$.

Aus diesen Gleichungs-Systemen der "Einzel-Impedanz-Koeffizienten" lassen sich nun analog zu den Gleichungs-Systemen (C2) der Fourier-Koeffizienten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Tensorelemente $\underline{z}$ des Impedanztensors $\underline{Z}$! berechnen.

Da die Perioden-Äbnhängigkeit der Koeffizienten $\underline{a}$ zu beachten ist, wurden vor Durchführung der Ausgleichsrechnung die "Einzel-Impedanz-Koeffizienten" $\underline{a}$ nach der Periode sortiert. Dann wurden diejenigen N Koeffizienten $\underline{a}$ mit den niedrigsten Perioden zu den Gleichungs-Systemen (C11) und (C11') zusammengefaßt und diese wurden gelöst. Der resultierende Impedanztensor $\underline{Z}$! wurde dem Mittelwert der N niedrigsten Perioden zugeordnet.

Dann wurde der Koeffizient $\underline{a}$ mit der niedrigsten Periode weggelassen und dafür der N+1-te Koeffizient $\underline{a}$ (diesem ist die nächstgrößere Periode zugeordnet) den Gleichungs-Systemen hinzugefügt. Die Gleichungs-Systeme wurden wieder gelöst und das Ergebnis $\underline{Z}$! dem etwas größeren Mittelwert der beteiligten Perioden zugeordnet. Daraufhin wurde wieder der Koeffizient mit der kleinsten Periode weggelassen und der Koeffizient mit der nächstgrößeren Periode hinzugefügt, usw. .

Es wurde sozusagen ein "Fenster" mit der "Fensterbreite" N punktweise über die Folge der Koeffizienten $\underline{a}$ geschoben. Die Folge der den $\underline{a}$ zugeordneten Perioden ist monoton steigend. Zu jeder Stellung des Fensters wurde ein Impedanztensor $\underline{Z}$! berechnet. Diesem wurde der Mittelwert der im Fenster enthal-

tenen Perioden als Periode zugeordnet. Da das Fenster von den kürzesten Perioden schrittweise bis zu den längsten Perioden verschoben wurde, ergab sich so eine Folge von Impedanztensoren in Abhängigkeit von der Periode. Da sich die "benachbarten" Fenster überlappen, besteht eine gewisse gegenseitige Abhängigkeit "benachbarter" Tensoren.

Daraus resultiert ein weiterer Vorteil der Einzeleffekt-Auswertung. Ist nämlich ein Koeffizient a mit einem großen Fehler behaftet, z. B. durch starke Sondereffekte bereits bei der Registrierung oder durch einen Fehler bei der Datenübertragung (auch das kommt vor!), so kann das entsprechende a durch Eintritt in das Fenster und Wiederaustritt sofort erkannt und aus dem Datensatz entnommen werden.

Bei der Auswertung, die die Fourier-Analyse benutzt, ist diese direkte Fehlerortung nicht möglich, da ja die Fourier-Koeffizienten eines analysierten Intervalles später auf verschiedene Periodenbereiche aufgeteilt werden und da keine Überlappung vorliegt, durch die ein stark fehlerhafter Koeffizient identifiziert werden kann.

Die nach Lösung der Gleichungs-Systeme (C11) und (C11') erhaltenen Impedanztensoren konnten in einem weiteren Programm so gedreht werden, daß die Diagonalelemente $\underline{z}_{xx}$ und $\underline{z}_{yy}$ maximiert wurden. Im ursprünglichen Koord.-System gilt:

$$(C12) \quad \underline{E} = \underline{Z} \underline{H}$$

Nun werde das Koord.-System des E-Feldes um den Winkel α_E , das des Magnetfeldes um den Winkel α_H gedreht. Die dazu nötigen Drehtensoren für Drehung im Uhrzeigersinn sind:

$$(C13) \quad D^!_E = \begin{pmatrix} \cos \alpha_E & -\sin \alpha_E \\ \sin \alpha_E & \cos \alpha_E \end{pmatrix}$$

$$D^!_H \text{ analog}$$

Da die Drehtensoren $D^!$ unitär sind, gilt:

$$(C14) \quad D!^{-1} = D!^t,$$

d. h. der zu $D!$ inverse Tensor ist der transponierte Tensor $D!^t$.

Wendet man die Drehtensoren auf die Koord.-Systeme der Felder an, dann wird (C12) zu

$$(C15) \quad D!_E \vec{E} = \underline{Z}!' D!_H \vec{H},$$

wobei der Impedanztensor $\underline{Z}!'$ für die gedrehten Koord.-Systeme gilt. Erweiterung mit $D!_E^{-1}$ ergibt:

$$(C16) \quad D!_E^{-1} D!_E \vec{E} = D!_E^{-1} \underline{Z}!' D!_H \vec{H} \quad \Rightarrow$$

$$(C17) \quad \vec{E} = D!_E^{-1} \underline{Z}!' D!_H \vec{H}$$

Durch Vergleich mit (C12) erhält man

$$(C18) \quad \underline{Z}! = D!_E^{-1} \underline{Z}!' D!_H \quad \Rightarrow$$

$$(C18') \quad \underline{Z}!' = D!_E \underline{Z}! D!_H^{-1}$$

Gemäß Gleichung (C18') kann durch Multiplikation des Impedanztensors $\underline{Z}!$ mit geeigneten Drehtensoren $D!$ im nachhinein jede beliebige Orientierung der Koord.-Systeme der Felder vollzogen werden. Es sei daran erinnert, daß die so erhaltenen Ergebnisse verschieden sein können von denen, die man erhält, wenn man zuerst die Koord.-Systeme der Felder dreht und dann die Ausgleichsrechnung durchführt.

Nach Gleichung (C18') wurde im nachhinein das Koord.-System des Magnetfeldes so lange gedreht, bis die Diagonalelemente $\underline{z}_{xx}$ und $\underline{z}_{yy}$ des Impedanztensors $\underline{Z}!$ maximal wurden. Das Koord.-System des E-Feldes wurde in der ursprünglichen Orientierung (Vorzugsrichtung) belassen. Im allgemeinen waren die beiden Diagonalelemente bei verschiedenen Drehwinkeln des Magnetfeldes maximal. Beim Element $\underline{z}_{xx}$, das sich auf die E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung bezieht, ergaben sich meist große Streuungen in den Drehwinkeln, da $\underline{z}_{xx}$ mit einem größeren rela-

tiven Fehler behaftet ist als $\underline{z}_{yy}$. Diese nachträgliche Drehung des Magnetfeldes, derart daß die Diagonalelemente des Impedanztensors maximal werden, entspricht dem früher erwähnten 4. Fall der konstanten, aber nicht orthogonalen Koord.-Systeme.

Diejenige Orientierung des Magnetfeldes, in der die Elemente $\underline{z}_{xx}$ bzw. $\underline{z}_{yy}$ maximal sind, wird als zur Richtung der maximalen Kohärenz äquivalente Richtung betrachtet und ist in Abb. 4 (Seite 23) eingezeichnet.

C 5 Die $\underline{g}_s$ - und Phasenkurven

Aus den Diagonalelementen $\underline{z}_{xx}$ und $\underline{z}_{yy}$ der berechneten Impedanztensoren wurden nach den Gleichungen (B14) und (B15) $\underline{g}_s$ - und Phasenkurven berechnet. Dabei beziehen sich $\underline{g}_s$ x , und $\underline{f}_x$, berechnet aus $\underline{z}_{xx}$, auf die E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung, $\underline{g}_s$ y , und $\underline{f}_y$, berechnet aus $\underline{z}_{yy}$, auf die E-Feld-Komponente parallel zur Vorzugsrichtung.

Bei denjenigen Stationen, bei denen die Einzeleffekt-Auswertung durchgeführt worden war, wurden die $\underline{g}_s$ - und Phasenkurven aus den Diagonalelementen derjenigen Tensoren berechnet, bei denen die Diagonalelemente maximiert worden waren, da bei diesen die Streuung am geringsten war. Das entspricht dem Fall der konstanten, aber nicht orthogonalen Koord.-Systeme. Bei denjenigen Stationen, bei denen die Standard-Auswertung angewandt worden war, sind die Koord.-Systeme durch die Richtungen der minimalen und maximalen Kohärenz eindeutig festgelegt.

Die $\underline{g}_s$ - und Phasenkurven aller Stationen, außer den Stationen im Testgebiet Röthelmoos, sind in den Abb. 12 bis 15 dargestellt.

Aus den in C1 und C2 genannten Gründen sind die Streuungen der Kurven bei kurzen und langen Perioden deutlich größer als bei den mittleren Perioden. Die Ursache liegt im wesentlichen in den Registriergeräten.

Insgesamt große Streuungen zeigen die g_s - und Phasenkurven, die aus der E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung, d. h. aus z_{xx} berechnet wurden. Die Ursache dafür liegt in der Orientierung der Auslage bei der Registrierung. Die Sondenstrecken werden stets EW - NS ausgerichtet. Ist nun das E-Feld an einer Station stark polarisiert und ist die Vorzugsrichtung nicht parallel zu einer Sondenstrecke, dann überwiegt bei beiden Sondenstrecken der Anteil der E-Feld-Komponente parallel zur Vorzugsrichtung. Entsprechend wird bei beiden Sondenstrecken die Verstärkung eingestellt. Beide Komponenten erhalten etwa denselben absoluten Fehler. Nach Drehung des Koord.-Systems ist aber die Komponente in Vorzugsrichtung sehr viel größer als die dazu senkrechte Komponente. An der Aufteilung des absoluten Fehlers ändert sich jedoch nichts. Daher wird der relative Fehler der Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung sehr viel größer als derjenige der zur Vorzugsrichtung parallelen Komponente.

Dies sei an einem Zahlenbeispiel demonstriert (vgl. hierzu Abb. 7, Registrierbeispiel Seite 30). Der relative Fehler betrage bei der Registrierung bei beiden Komponenten 10%. Die Vorzugsrichtung sei um 45° gegenüber den Richtungen der Sondenstrecken gedreht. Die Komponente parallel zur Vorzugsrichtung sei im Mittel um den Faktor 10 größer als die Komponente senkrecht dazu. Dann ist nach der Drehung des Koord.-Systems der relative Fehler der Komponente parallel zur Vorzugsrichtung etwa gleich 8%, derjenige der Komponente senkrecht dazu dagegen etwa 80%. Durch die Quadrierung bei der Berechnung von g_s kann sich der relative Fehler des g_s -Wertes dieser Komponente auf 160% steigern.

Daraus ist natürlich die Folgerung zu ziehen, daß bei Stationen mit starker Polarisierung des E-Feldes von der herkömmlichen EW - NS Registrierung abgewichen werden sollte. Die Sondenstrecken sollten möglichst parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung ausgelegt werden. Dann kann die "kleine" Komponente bei der Registrierung entsprechend verstärkt werden und der relative Fehler, der bei der Registrierung und Digitalisierung entsteht, wird nicht durch die Drehung des Koord.-Systems vergrößert. Durch das Zeichnen von 2 Vektordiagrammen, bei denen die Polarisations-Richtungen des Magnetfeldes verschieden sind, kann die ungefähre Vorzugsrichtung bereits im Gelände auf ein-

fache Weise bestimmt und die Meßauslage entsprechend gedreht werden. Die Orientierung der Auslage muß natürlich bei der späteren Auswertung berücksichtigt werden.

Was die räumlichen Variationen der g_s - und Phasenkurven betrifft, so fallen 2 Tatsachen auf:

1. Während die g_s -Kurven der südlichen Stationen zwei deutlich verschiedene Äste aufweisen (berechnet aus den E-Feld-Komponenten senkrecht und parallel zur Vorzugsrichtung), sind bei der nördlichsten Station FEL diese beiden Äste bis etwa zur Periode 100 sec annähernd identisch. Erst bei größeren Perioden erfolgt eine Aufspaltung in 2 Äste. Das kann als Indiz dafür gewertet werden, daß, bezogen auf den Induktionsraum der Perioden kleiner 100 sec, an der Station FEL näherungsweise 1-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung vorliegt.

2. Innerhalb der Fehlergrenzen sind die Änderungen der Periodenabhängigkeit der g_s -Kurven sowie die Änderungen der Phasenkurven von Station zu Station gering. Dagegen gibt es beachtliche Niveauunterschiede der g_s -Kurven als Ganzes von Station zu Station. Diese Niveauunterschiede werden durch kleinräumige, aber oft starke Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit an der Erdoberfläche verursacht, d. h. es sind lokale Effekte. Um diese Aussage zu beweisen und um den Einfluß der lokalen Effekte auf das elektrische Feld zu demonstrieren, wurden diese in einem begrenzten Gebiet eingehend untersucht. Die Ergebnisse sind im folgenden Kapitel dargestellt.

Abb. 10

Die g_s -Kurven des westlichen Profils.

▲: g_s berechnet aus der E-Feld-Komponente parallel zur VZR

●: g_s " " " " " senkrecht " "
(VZR = Vorzugsrichtung).

Diese Kurven wurden mit der Methode der minimalen und maximalen Kohärenz berechnet, mit Ausnahme der g_s -Kurven der Station ECK und der mit offenen Symbolen markierten Werte bei Perioden größer 2000 sec an den Stationen FEL, SEG und RAI. Diese Werte wurden mit der Einzeleffekt-Auswertung berechnet. Die aus der Einzeleffekt-Auswertung stammenden Werte schließen sich gut an die nach der Methode der minimalen und maximalen Kohärenz berechneten g_s -Kurven an.

Die Periodenabhängigkeit der Kurven ist gering. Die Kurven parallel zur Vorzugsrichtung zeigen einheitlich einen Anstieg bei etwa 100 sec. Das Verhalten der dazu senkrechten Komponente ist unterschiedlich.

Aus den bereits diskutierten Gründen sind die Streuungen der Werte bei langen und kurzen Perioden größer als im mittleren Periodenbereich. Außerdem ist die Streuung der Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung deutlich größer als die der Komponente parallel dazu.

Die Ordinatenwerte der Abb. 10b sind gegenüber Abb. 10a um eine Dekade verschoben!

Abb. 11

Phasenkurven des westlichen Profils.

Symbole wie in Abb. 10.

Wegen der im Abschnitt "Registrierung" beschriebenen Zeitfehler nimmt die Streuung der Phasenkurven bei Perioden kleiner 100 sec sehr stark zu. Sie sind in diesem Periodenbereich nicht mehr auswertbar. Wegen der geringen Korrelation der E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung mit der induzierenden Magnetfeld-Komponente streuen die Phasenkurven dieser Komponente sehr stark.

Abb. 12

Die g_s -Kurven des östlichen Profils.

Diese Kurven wurden nach der Einzeleffekt-Auswertung berechnet. Die Nummer hinter dem Stationsnamen bezieht sich auf den Rechenlauf. ZF gibt die Breite des "Fensters" bei der Ausgleichsrechnung an. Diese ist im Programm frei wählbar.

Auch diese Kurven zeigen einen Anstieg bei Perioden um 100 sec, der von Nord nach Süd abnimmt. Wie in Abb. 10 ist die Streuung bei der Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung größer und nimmt zu kurzen und langen Perioden hin zu.

Die Punktdichte der Kurven ist bei der Einzeleffekt-Auswertung wegen des Überlappens der Ausgleichsrechnungen für die verschiedenen Perioden größer. Es besteht eine gegenseitige Abhängigkeit bei "benachbarten" Werten. Die Anzahl der gegenseitig abhängigen Werte hängt von der Fensterbreite ZF bei den Ausgleichsrechnungen ab. Bei der Standard-Auswertung dagegen (Abb. 10) erhält man nur einen einzigen g_s -Wert pro Periodenbereich. Die einzelnen Werte sind also unabhängig voneinander.

Abb. 13

Phasenkurven des östlichen Profils.

Auch bei diesen Stationen sind die Phasenkurven bei Perioden kleiner 50 sec wegen der großen Streuung nicht mehr auswertbar. Besonders groß ist auch hier die Streuung der Phasenkurven, die sich auf die E-Feld-Komponente senkrecht zur Vorzugsrichtung beziehen, während die Streuung der Kurven parallel dazu etwas geringer ist als bei den Kurven in Abb. 10. Das ist im wesentlichen auf den Einsatz einer Quarzuhr an der Basisstation zurückzuführen, da die Sekundenimpulse dieser Uhr unmittelbar als Triggerimpulse zum Digitalisieren verwendet werden konnten.

Soweit erkennbar, ist die Periodenabhängigkeit der Phasenkurven sehr gering, was in Einklang steht mit Gleichung (B16), die die Beziehung zwischen den g_s - und Phasenkurven beschreibt. Ebenfalls gering scheinen die räumlichen Variationen der Phasendifferenzen zu sein.

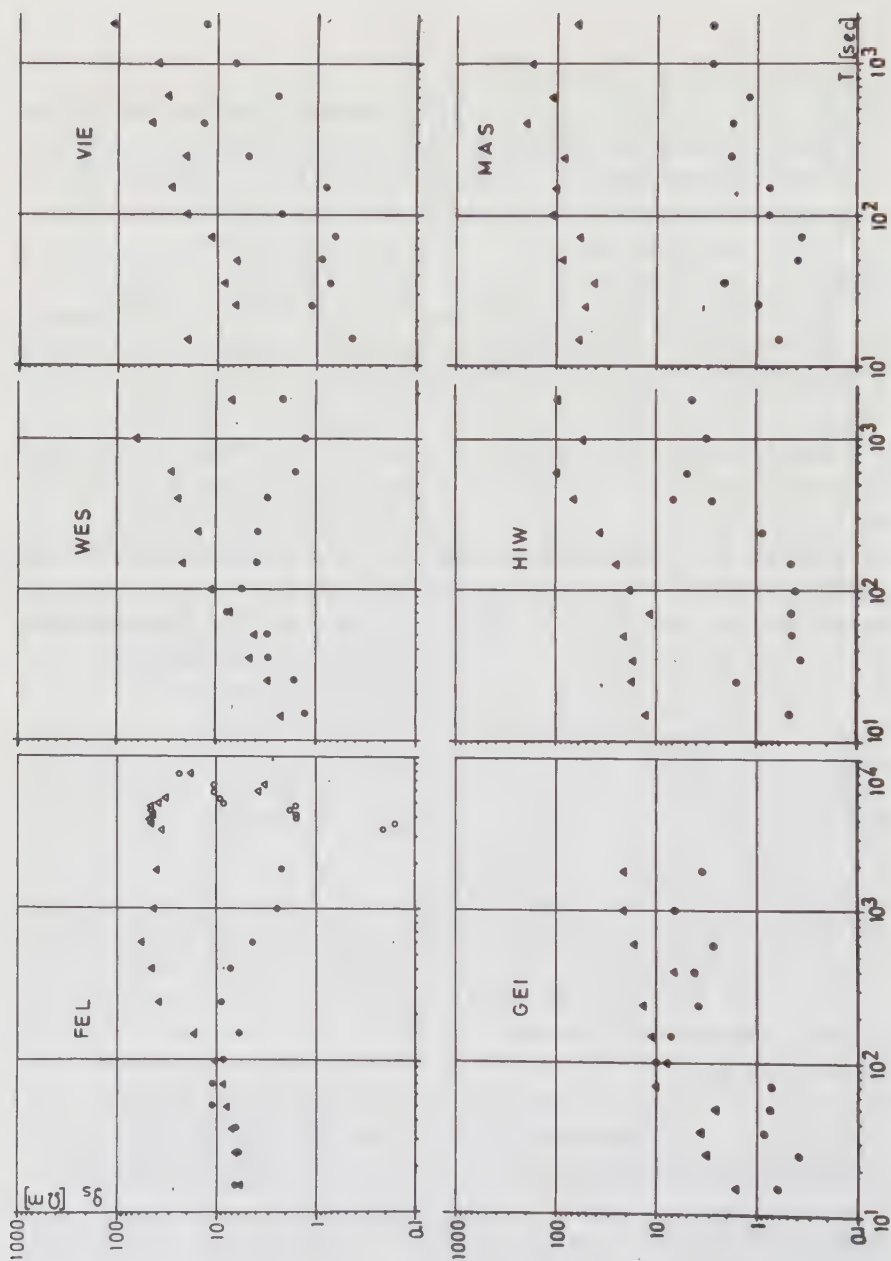


Abb. 10a G_s -Kurven des westlichen Profils; nördliche Stationen des Hauptprofils

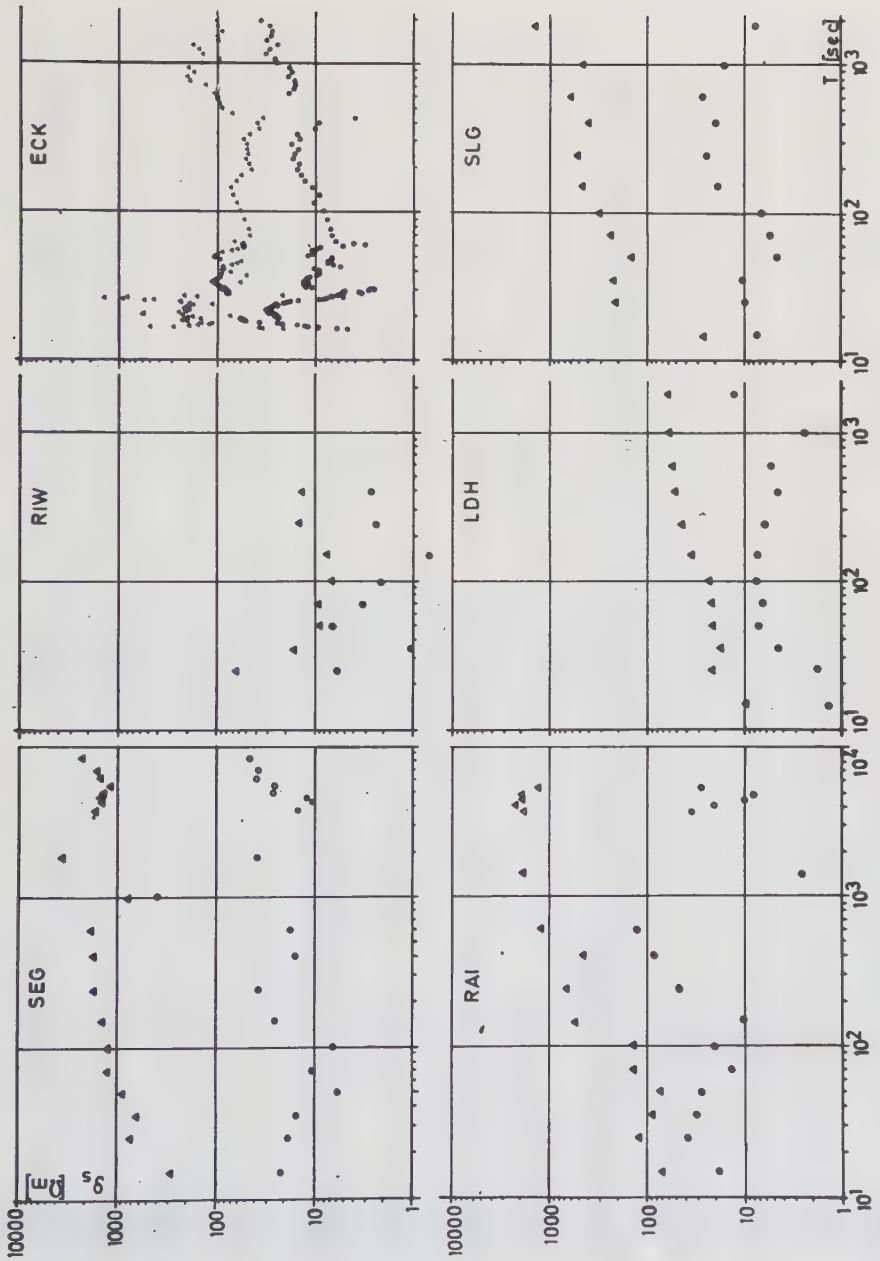


Abb. 10b G_s -Kurven des westlichen Profils; südliche Stationen des Hauptprofils und Nebenprofil

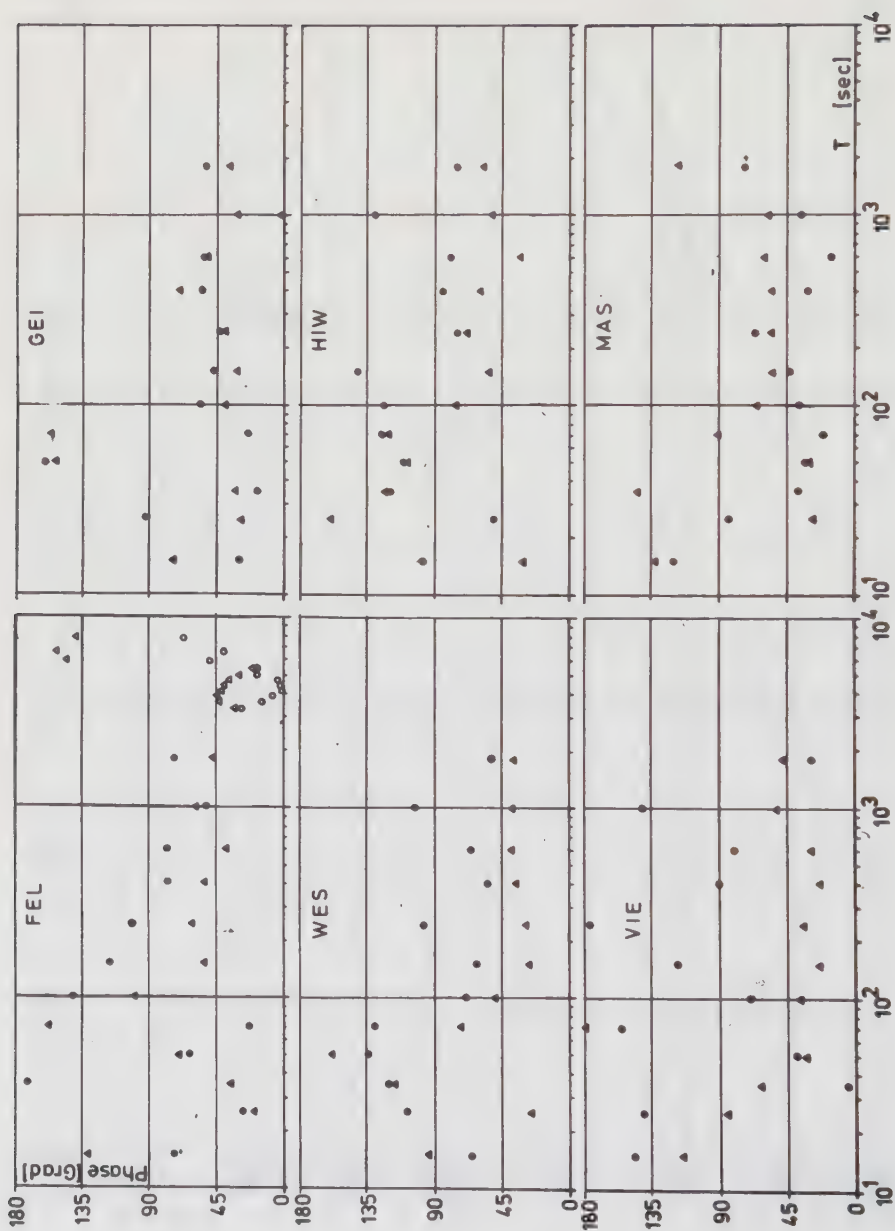


Abb. 11a Phasenkurven des westlichen Profils; nördliche Stationen des Hauptprofils

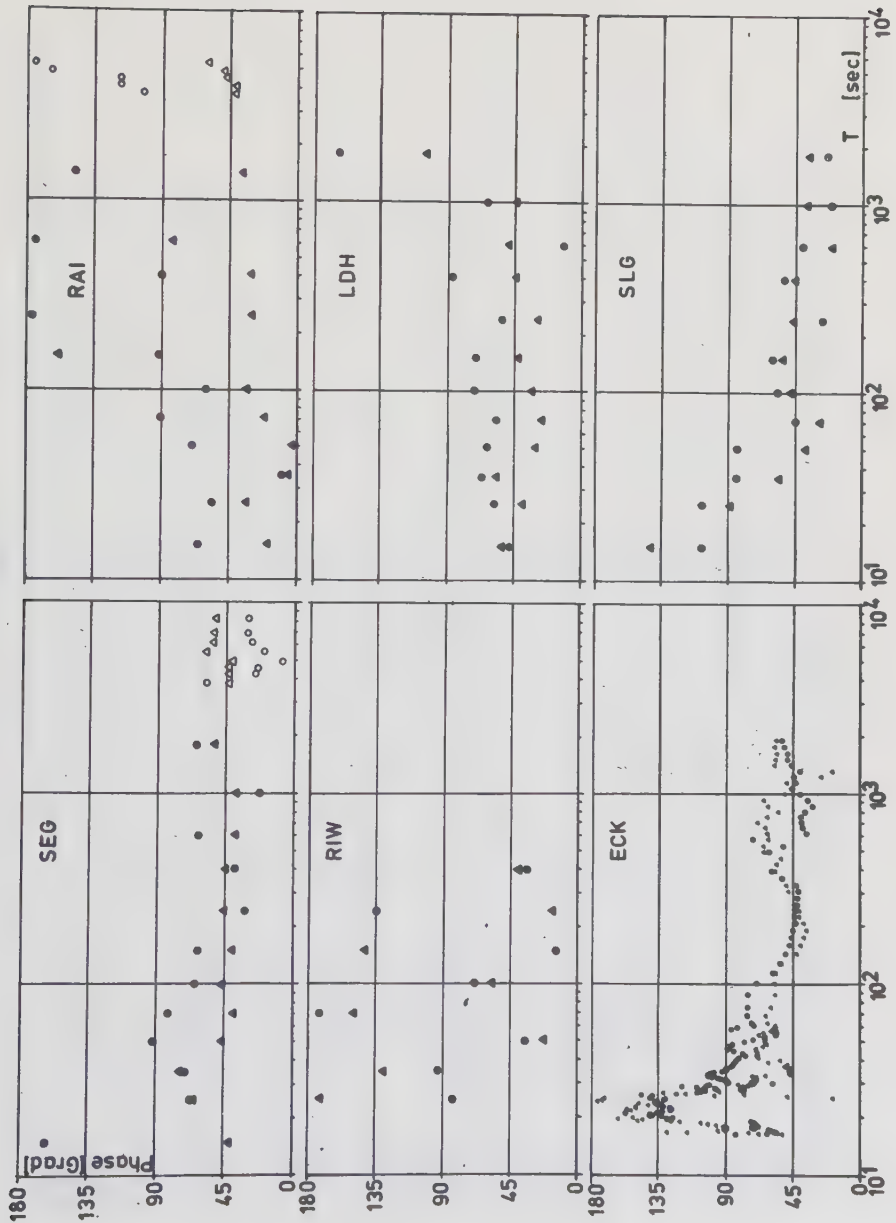


Abb. 11b Phasenkurven des westlichen Profils; südliche Stationen des Hauptprofils und Nebenprofil

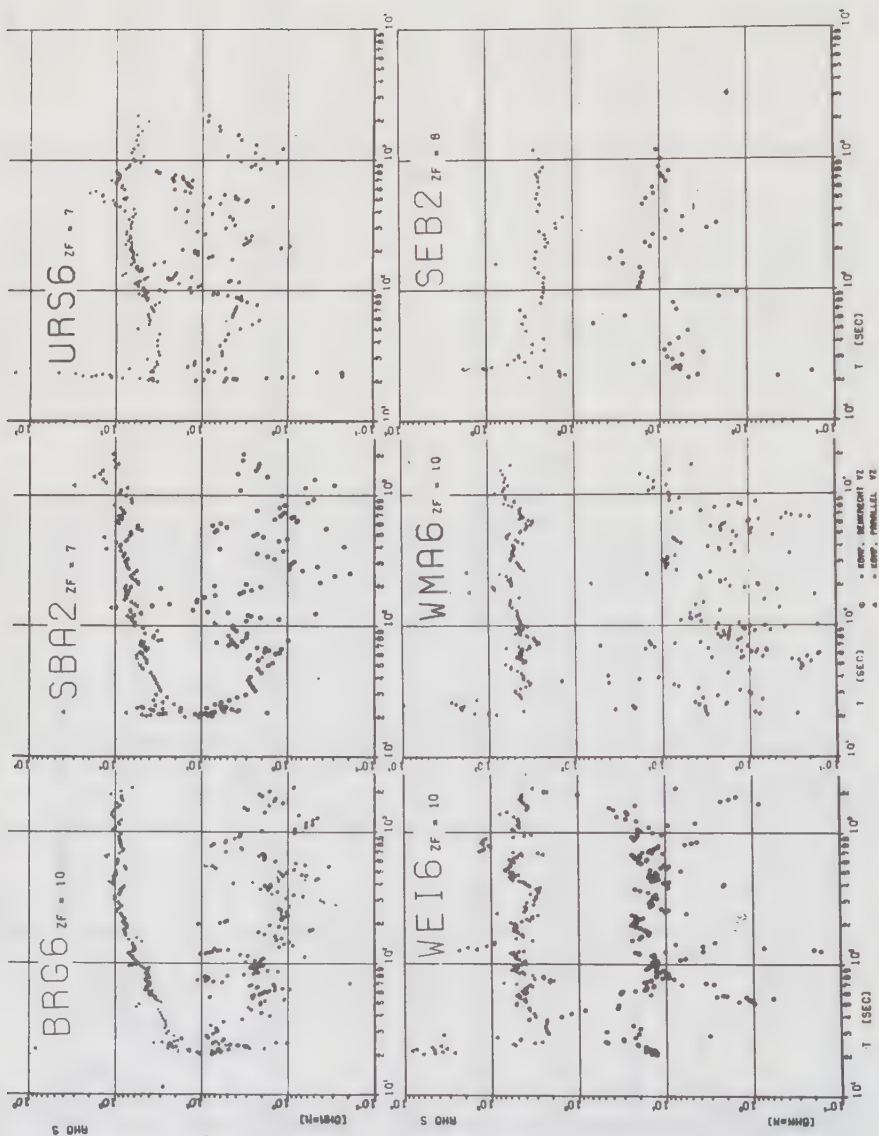


Abb. 12a S_g -Kurven des östlichen Profils; Hauptprofil

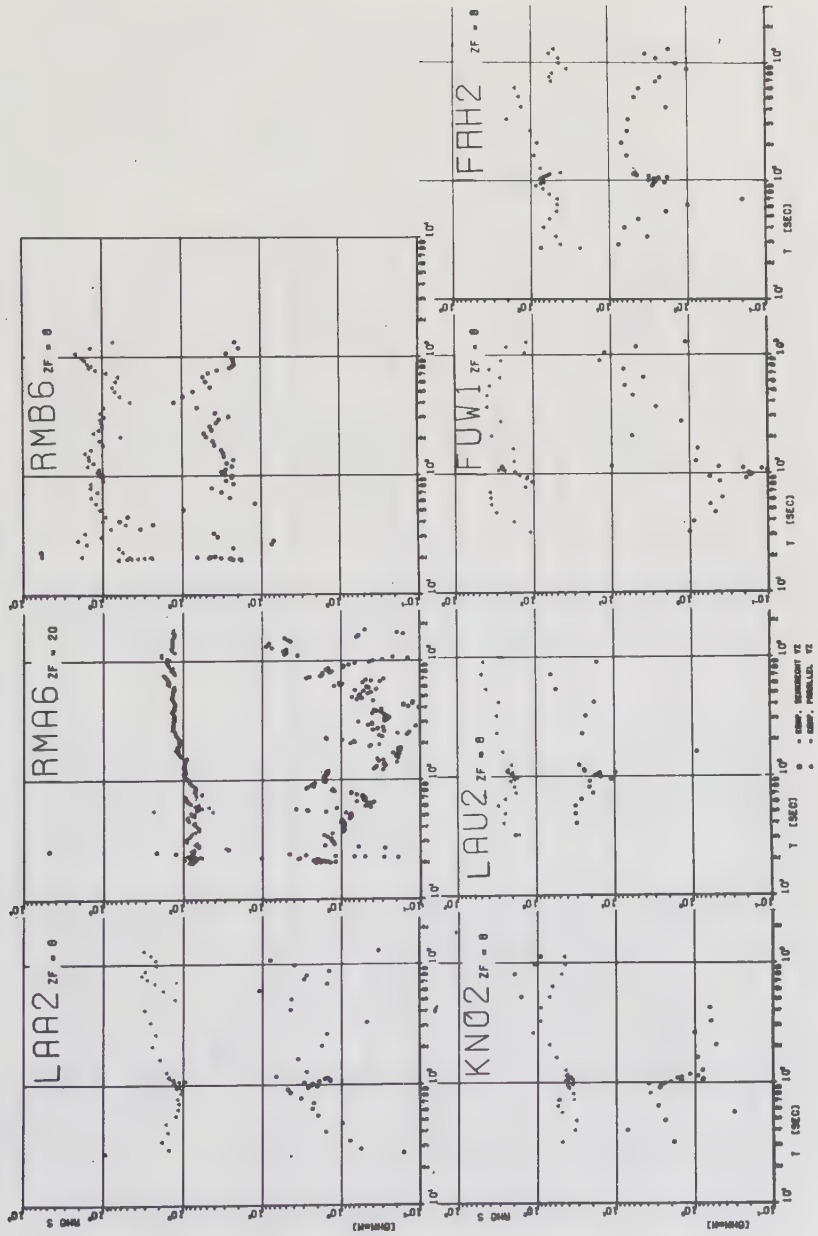


Abb. 12b S_g -Kurven des östlichen Profils; Nebenprofile

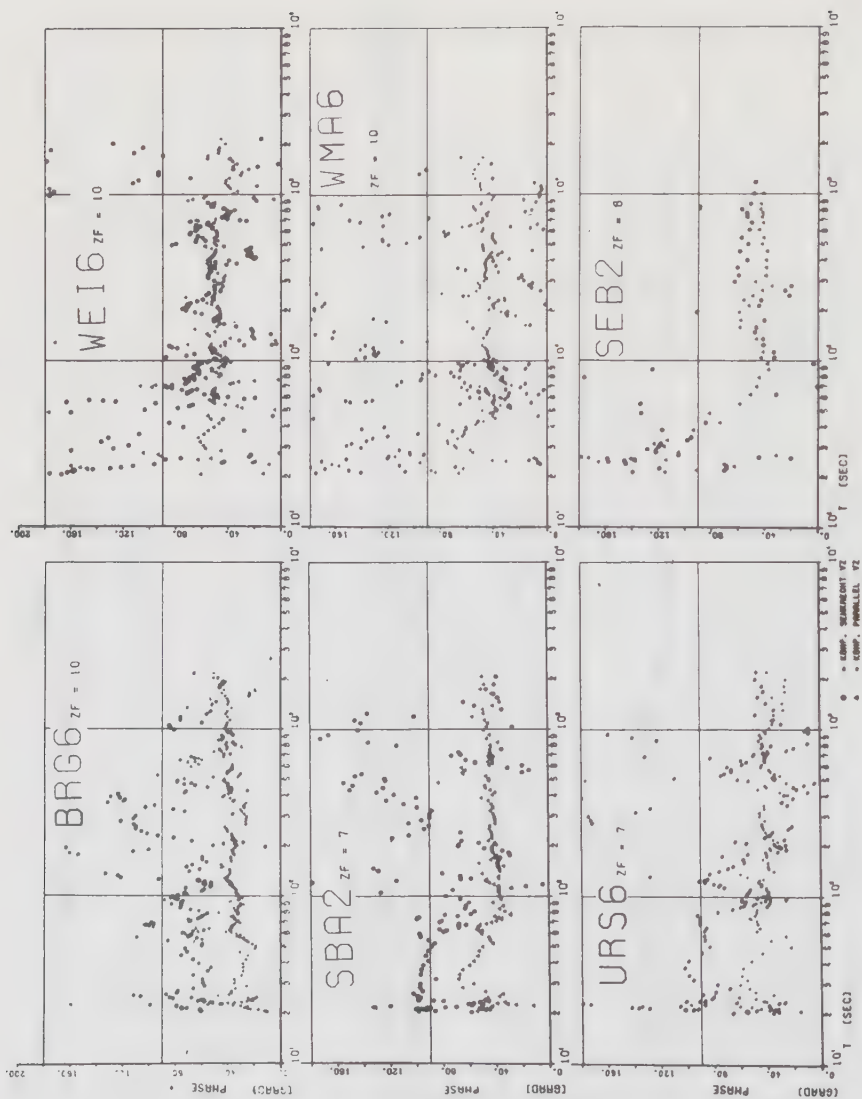


Abb. 13a Phasenkurven des östlichen Profils; Hauptprofil

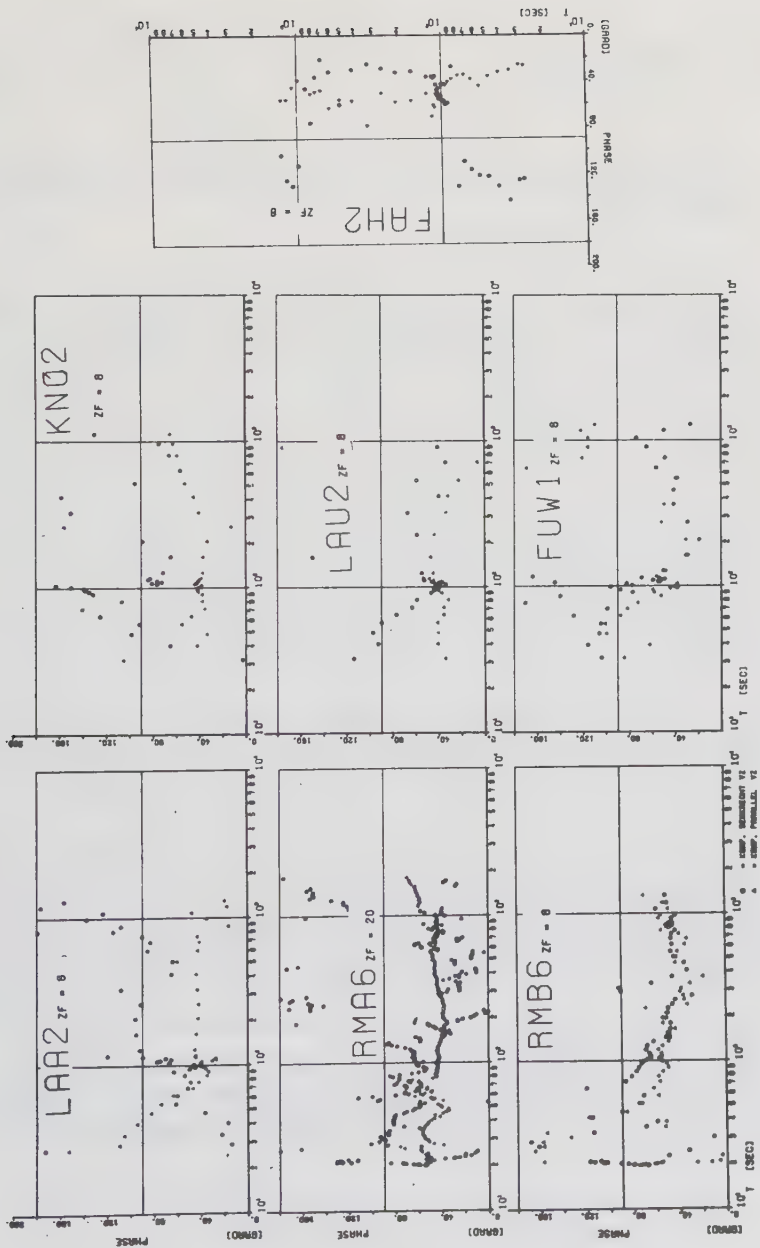


Abb. 13b Phasenkurven des östlichen Profils; Nebenprofile

D Die lokalen Effekte

D 1 Die spezifischen Widerstände verschiedener geologischer Formationen

Die lokalen Effekte werden bewirkt durch die räumlichen Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit, die ihrerseits durch die geologische Mannigfaltigkeit verursacht werden. Daher wurde zunächst versucht, eine Zuordnung geologische Formation - spezifischer Widerstand zu erhalten. Dazu wurden auf der Grundlage der geologischen Karte 1 : 25 000 in denjenigen geologischen Formationen, die für das Meßgebiet repräsentativ sind, Schlumberger-Sondierungen ausgeführt an Stellen, an denen die jeweiligen Formationen möglichst unverwittert anstehen. Abb. 14 zeigt als Beispiel die S_s -Kurve nach Schlumberger einer solchen Sondierung. Der von der Länge der Auslage $L/2$ annähernd unabhängige Wert von S_s (bei $L/2 > 6$ m in diesem Beispiel) wird als der spezifische Widerstand der betreffenden geologischen Formation betrachtet. Die im allgemeinen beobachtete Zunahme der S_s -Werte bei kurzen Elektrodenabständen ist vermutlich durch die Verwitterung bedingt.

Die auf diese Weise erhaltenen spezifischen Widerstände der verschiedenen geologischen Formationen sind in Abb. 15 zusammengestellt. Die spezifischen Widerstände reichen von 10 bis 10 000 Ohm·m. Im vorliegenden Meßgebiet ist also mit starken Leitfähigkeits-Kontrasten (darunter sei das Verhältnis der elektrischen Leitfähigkeiten zweier benachbarter geologischer Formationen verstanden) an der Erdoberfläche zu rechnen. Um den Einfluß dieser Leitfähigkeits-Kontraste auf das elektrische Feld zu untersuchen, wurde ein begrenztes Testgebiet ausgewählt und geoelektrisch vermessen.

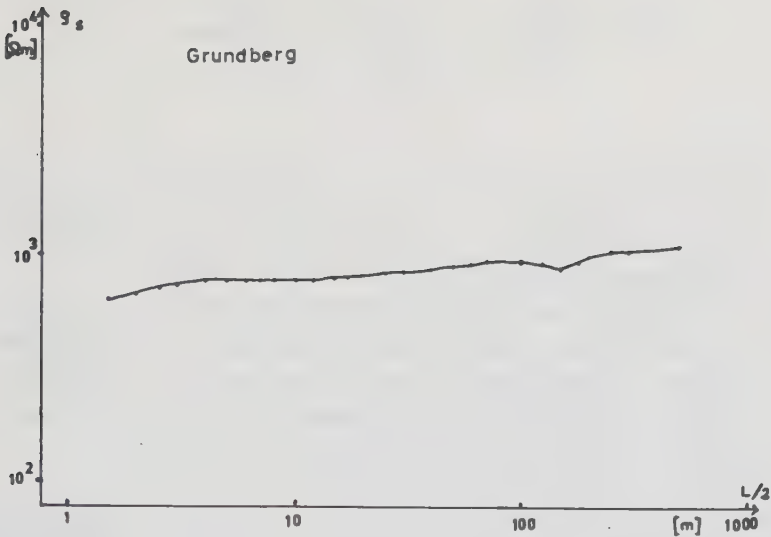
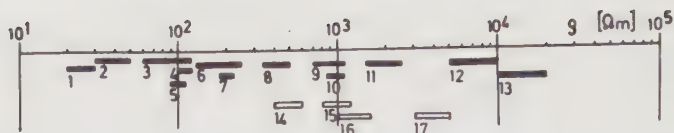


Abb. 14

ρ_s -Kurve nach Schlumberger in anstehendem Hauptdolomit (Grundberg, 8 km SW von Rühpolding) als Beispiel für die Sondierungen in anstehenden, für das Meßgebiet typischen geologischen Formationen. Der von der Länge der Elektrodenauslage $L/2$ annähernd unabhängige ρ_s -Wert von 800 - 1000 $\Omega \cdot m$ bei $L/2 > 6$ m wird als der spezifische Widerstand des Hauptdolomits am Grundberg betrachtet. Der Anstieg der ρ_s -Werte bei kleinen Elektrodenabständen ($L/2 < 6$ m) ist vermutlich durch die Verwitterung des Gesteins bedingt.

Auf analogen Kurven basieren die in der folgenden Abbildung zusammengestellten spezifischen Widerstände verschiedener geologischer Formationen.



1 = Molasse (Feldwies)	Molasse
2 = Seetone (Röthelmoos)	
3 = Cenoman (Bacherwinkel)	
4 = Alttertiär (Kössener Trog)	
5 = fließendes Bachwasser (Schwarzachen)	
6 = Fleckenmergel (Aschauer Zipf)	
7 = Reichenhaller Schichten (Röthelmoos)	nördliche Kalkalpen
8 = Neokom (Röthelmoos)	
9 = Hauptdolomit (Grundberg)	
10 = Raibler Dolomit (Schwarzachen)	
11 = Hauptdolomit (Masererpass, Seegatterl, Achberg)	
12 = Wettersteinkalk (Kaiserbachtal)	
13 = Wettersteinkalk (Schwarzachen)	
14 = Altpaläozoikum (Pengelstein)	Grauwackenzone
15 = Altpaläozoikum (Jochbergwald)	
16 = Zentralgneis (Hollersbacher Tal, Amertal, Tauernhaus)	zentralalpines Kristallin
17 = Zentralgneis (Hintersee)	

Abb. 15

Die mittels Schlumberger-Sondierungen bestimmten spezifischen Widerstände typischer geologischer Formationen des Meßgebietes. Zum Vergleich sind auch Werte aus der Grauwackenzone und dem zentralalpinen Kristallin angegeben.

Die geringsten spezifischen Widerstände (20 - 50 Ohm·m) besitzen die Molasse- und postglazialen Sedimente. Es schließen sich die mergeligen Kalke mit bis zu einigen Hundert Ohm·m an, gefolgt von den dichten Kalken Dolomit und Wettersteinkalk mit mehr als 1000 Ohm·m. Bei den mergeligen Kalken läßt sich folgende Faustregel erkennen: Je größer der Mergelgehalt, desto geringer der spezifische Widerstand.

Die Abbildung beweist, daß im Meßgebiet starke Leitfähigkeitskontraste an der Erdoberfläche vorhanden sind.

D 2 Das Testgebiet Röthelmoos

D 2.1 Schlumberger-Sondierungen im Röthelmoos

Für die Auswahl des Testgebietes waren 2 Kriterien maßgebend:

1. Im Testgebiet sollte eine Struktur vorhanden sein, deren Leitfähigkeit sich deutlich von derjenigen der Umgebung unterscheidet, damit der durch diese Struktur bewirkte Effekt klar und deutlich erkennbar ist.
2. Das Testgebiet sollte in der Nachbarschaft der beiden Hauptprofile (vgl. Abb. 4, Seite 23) liegen, damit die Daten des Testgebietes als zusätzliche Information bei der Berechnung der Modelle für den Alpen-Nordrand verwendbar sind.

Ein Gebiet, das diesen beiden Forderungen entspricht, ist das Röthelmoos, etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes zwischen den beiden Hauptprofilen gelegen. Das Röthelmoosgebiet umfaßt etwa 2 x 3 km.

Die oberflächennahen Strukturen des Röthelmoosgebietes wurden mit Hilfe von Schlumberger-Sondierungen untersucht. Eine topographische Skizze des Röthelmoosgebietes mit den Sondierungspunkten und den maximalen Elektrodenauslagen zeigt Abb. 16. In Abb. 17 sind die Modelle für alle innerhalb des Röthelmoosgebietes durchgeführten Schlumberger-Sondierungen dargestellt. Auf Grund dieser Modelle und zusätzlich durchgeführter Kartierungen wurde das in Abb. 18 dargestellte Blockbild des Röthelmooses von SALAMEH (1975) konstruiert.

Die geologischen Strukturen des Röthelmoosgebietes lassen sich in 3 Stockwerke gliedern:

Oberes Stockwerk: Zu diesem gehören die oberen Zehner von Metern. Die Bildungen dieses Stockwerks sind vorwiegend aus postglazialer Zeit. Im Zentrum des Gebietes befinden sich bis zu ca. 25 m mächtige Seetone eines früheren, nunmehr vollkommen verlandeten Sees. Über den Seetonen hat sich ein ausgedehntes Hochmoor gebildet. Nach außen hin schließen sich Moränen, unsortierter,

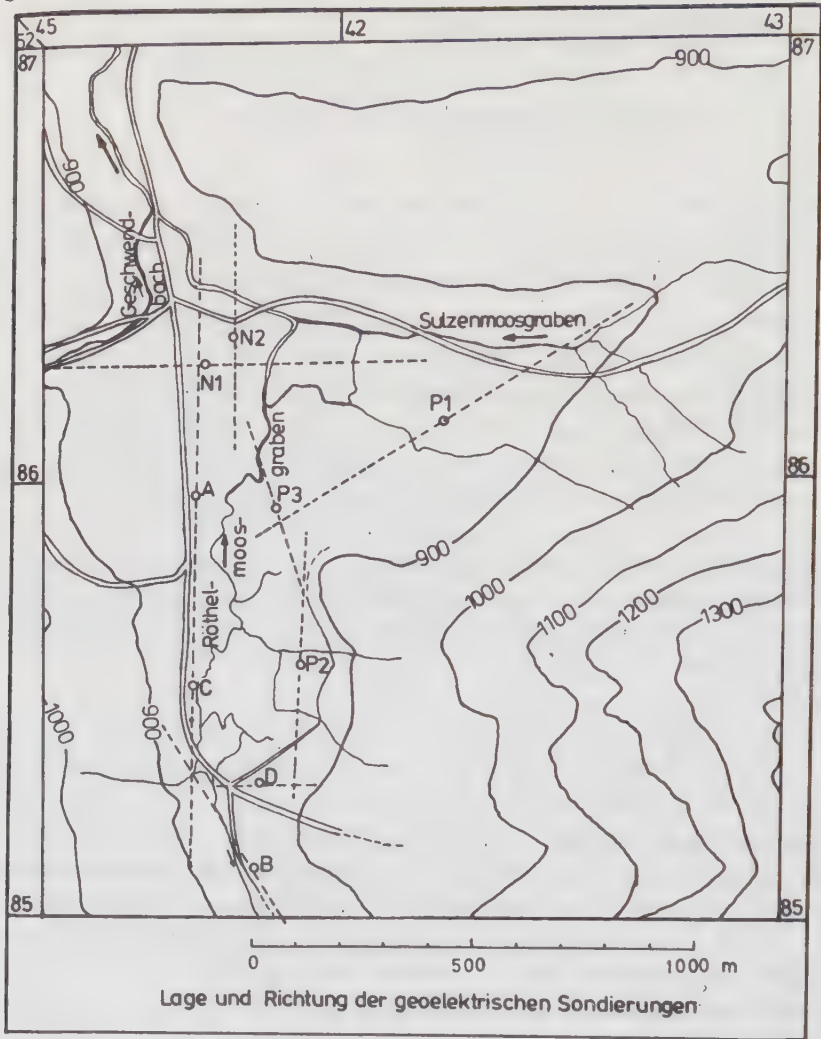


Abb. 16

Topographische Skizze des Testgebietes Röthelmoos mit Lage, Orientierung und maximaler Länge der Schlumberger-Auslagen (nach SALAMEH, 1975).

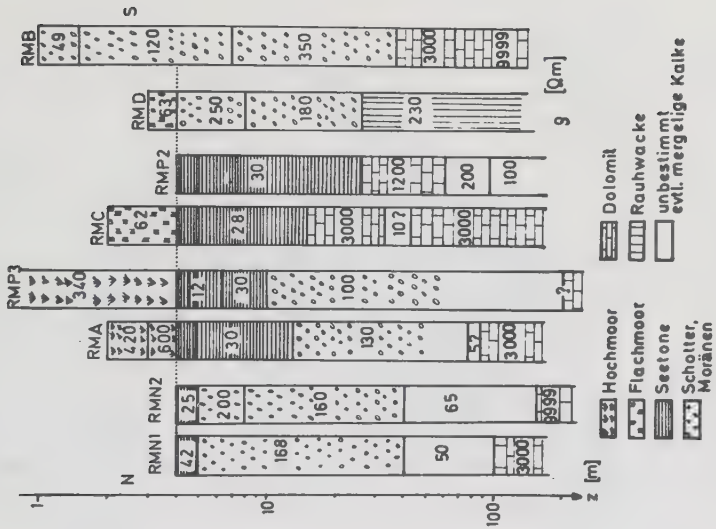


Abb. 17

Die zu den Schlumberger-Sondierungen im Röhthelmoos berechneten Modelle. Um die topographischen Höhenunterschiede auszugleichen, wurde die Oberkante der Seetone als obere Bezugsebene gewählt. Oberhalb der Seetone befindet sich teilweise Hoch- und Flachmoor bzw. Schotter bei den südlichen Stationen. Die gut leitenden Seetone sind meist von Moränen unterlagert, bei den Stationen RMC und RMP2 dagegen scheinen sie direkt auf Hauptdolomit aufzuliegen. Die mit ? versehenen Schichten sind vermutlich nicht existent, sondern auf laterale Effekte zurückzuführen. Diese Schichten werden, da nur 1-dimensionale Modelle berechnet werden konnten, vorgetäuscht.

Die angegebenen Zahlen bedeuten den spezifischen Widerstand der betreffenden Schicht in Ohm·m.

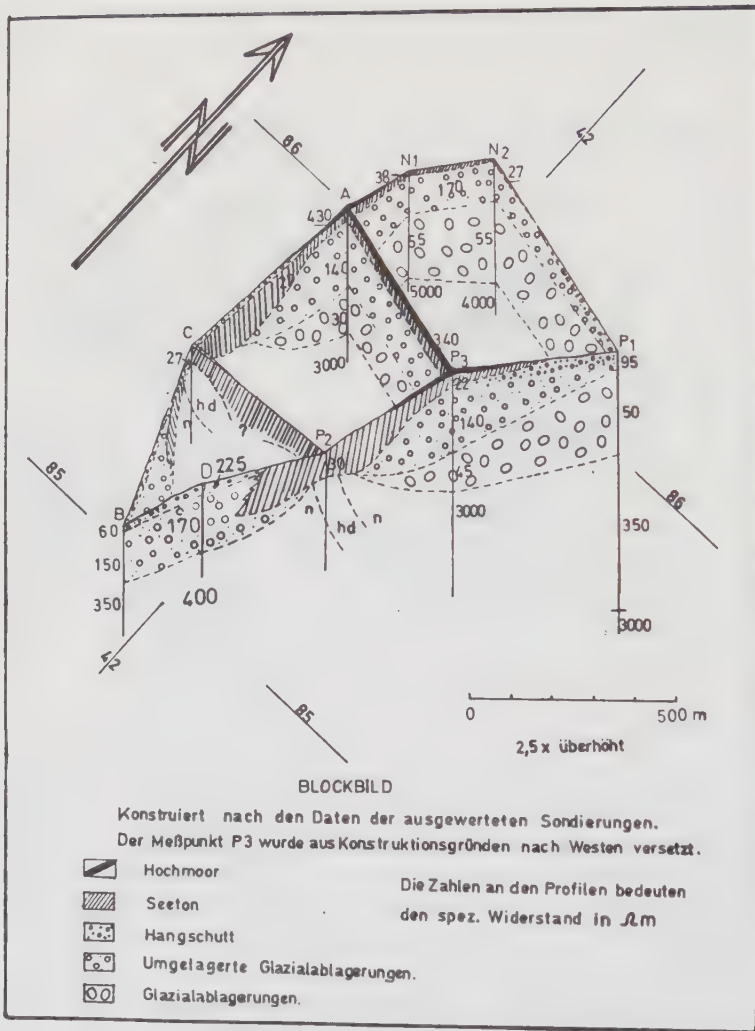


Abb. 18

Blockbild des Røthelmooses (nach SALAMEH, 1975), konstruiert aus den Daten der berechneten Modelle und auf Grund zusätzlicher Kartierungen. Man erkennt die nach Süden zunehmende Mächtigkeit der Seetone. Die im nördlichen Teil eingezeichneten unteren Glazialablagerungen könnten auch als mergelige Kalke interpretiert werden.

mehr oder weniger umgelagerter Hang- und Blockschutt in den Mulden sowie die Verwitterungszone bei den Höhenzügen an. Örtlich treten die Formationen der nördlichen Kalkalpen freizutage. Die Höhenzüge werden von den härteren Kalken wie Hauptdolomit und Wettersteinkalk, die Senken von verschiedenen weicheren mergeligen Kalken, die der Erosion weniger stand hielten, gebildet.

Mittleres Stockwerk: Zu diesem gehören etwa die oberen 2 km der Erdkruste. Diesem Stockwerk seien die verschiedenen geologischen Formationen, aus denen die nördlichen Kalkalpen aufgebaut sind, zugeordnet. Diese Formationen weisen ein deutliches Streichen parallel zum Streichen der Ostalpen und parallel zum Streichen des morphologischen Alpenrandes auf.

Unteres Stockwerk: Diesem Stockwerk seien die tieferen Strukturen zugeordnet. Insbesondere ist die südliche Begrenzung des Molassetroges Bestandteil dieses Stockwerks. Dieses Stockwerk ist im Blockbild der Abb. 18 nicht mehr enthalten.

Die 3 Stockwerke unterscheiden sich auch in ihren geometrischen Proportionen. Das obere Stockwerk wird von flachen Strukturen gebildet, d. h. die Mächtigkeit dieser Strukturen ist sehr viel kleiner als ihre laterale Ausdehnung. Beim mittleren Stockwerk ist die Mächtigkeit der Strukturen etwa ebenso groß wie deren NS-Erstreckung. Beim unteren Stockwerk dagegen ist die Mächtigkeit deutlich kleiner als die lateralen Ausdehnungen der dazugehörigen Strukturen.

D 2.2 Magnetotellurik im Röthelmoos

Um den Einfluß der beiden oberen Stockwerke auf das elektrische Feld zu untersuchen, wurde das elektrische Feld an 14 Stationen im Röthelmoosgebiet registriert. Abb. 19 zeigt eine geologische Karte des Röthelmooses (derselbe Ausschnitt wie in Abb. 16) mit 12 E-Feld-Stationen. Die beiden anderen E-Feld-Stationen sowie die Basisstation URS liegen etwas außerhalb dieses Ausschnittes. (vgl. Abb. 4, S. 23).

Während die beiden oberen Stockwerke bei den registrierten Perioden von größer 10 sec in der Magnetotellurik als reine Gleichstromanomalien wirken (ihre räumliche Ausdehnung ist sehr viel kleiner als der Induktionsraum bei Perioden größer 10 sec), wirkt das untere Stockwerk als Induktionsanomalie. Angestrebt wird nun eine Trennung der Information über das untere Stockwerk (dieses Stockwerk ist ja das eigentliche Ziel der Untersuchungen) von der Information über die beiden oberen Stockwerke bei den magnetotellurischen Daten.

Die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes an den Stationen im Röthelmoos ist zusammen mit dem scheinbaren spezifischen Widerstand für die Komponenten parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung für die Periode $T = 100$ sec in Abb. 19 dargestellt. Es sind starke Änderungen des scheinbaren spezifischen Widerstandes ϱ_s innerhalb kurzer Strecken zu erkennen. Diese lokalen, räumlichen Varianten von ϱ_s können nur durch die beiden oberen geologischen Stockwerke bewirkt werden.

Abb. 19

Geologische Karte des Röthelmooses (nach SALAMEH 1975) mit 12 E-Feld-Stationen. Die Richtung der großen Halbachse des Kreuzes an jeder Station zeigt die Vorzugsrichtung; die Länge der Achsen ist ein Maß für den scheinbaren spezifischen Widerstand ϱ_s , bezogen auf die E-Feld-Komponente parallel und senkrecht zur Vorzugsrichtung, für die Periode $T = 100$ sec. Um die Zeichnung übersichtlicher zu erhalten, ist $\sqrt{\varrho_s}$ eingetragen.

Die Abb. zeigt starke, räumliche Änderungen von ϱ_s und Drehungen der Vorzugsrichtung trotz sehr geringer Stationsdistanzen. Die räumlichen Variationen lassen sich gut mit den lokalen geologischen Strukturen korrelieren.

An den Stationen O und C erkennt man die bekannten Randbedingungen, nämlich Stetigkeit der parallelen Komponente, Unstetigkeit der senkrechten Komponente, bezüglich der NS verlaufenden Grenzfläche Seetone - anstehender Hauptdolomit.

Für die beiden Stationen P und H wurden 1-dimensionale Modelle berechnet. Diese werden später diskutiert.

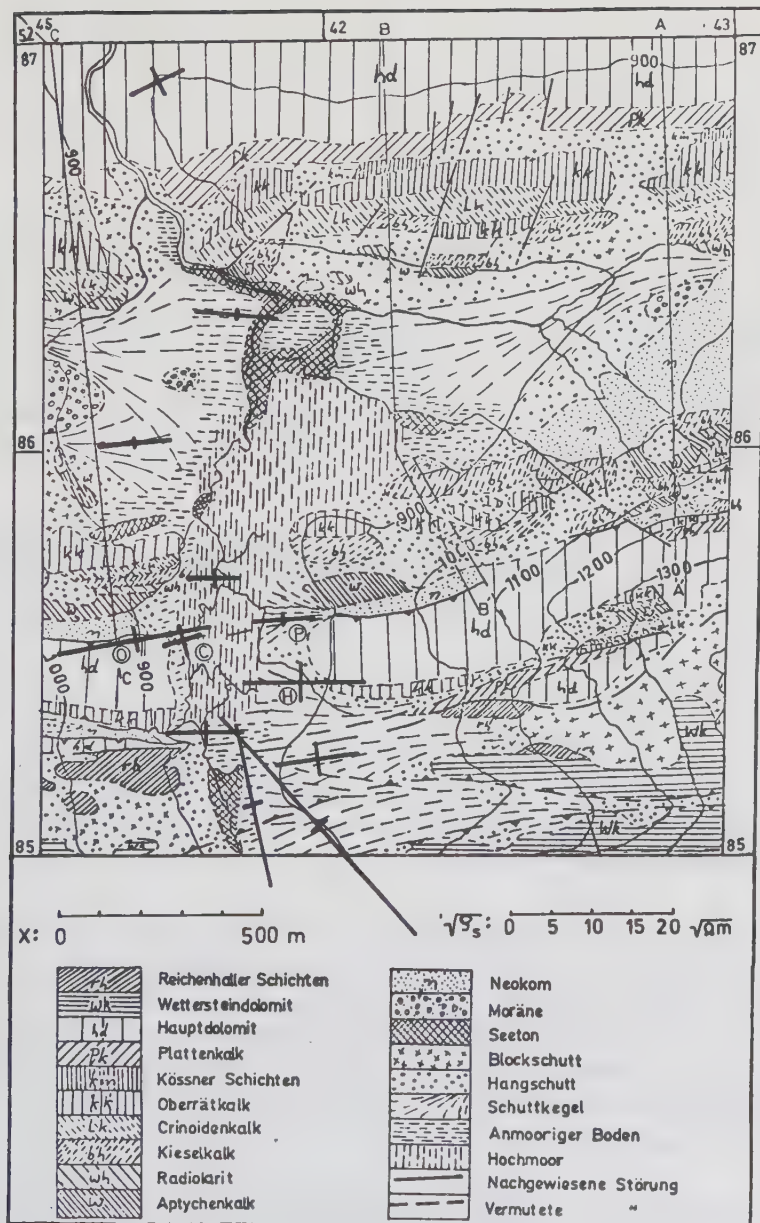


Abb. 19

Eine schöne Demonstration der bekannten Randbedingungen an einer Schichtgrenze, nämlich Stetigkeit der E-Feld-Komponente parallel zur Grenzfläche, Unstetigkeit der dazu senkrechten Komponente, zeigen die beiden Stationen O und C bezüglich der NS verlaufenden Grenzfläche Seetone - anstehende Kalke. Die Seetone sind an der Station C bereits 12 m mächtig. Der frühere See hatte in diesem Bereich offenbar ein Steilufer.

Die Ergebnisse der Abb. 19 sind in Abb. 20 als Profilschnitt dargestellt. Dazu wurde die Lage der Stationen parallel zum Hauptstreichen der geologischen Strukturen auf eine gedachte Mittellinie projiziert. Dargestellt sind die räumlichen Variationen von $S_{s\parallel}$ (S_s parallel zum Streichen der geologischen Strukturen; berechnet im Koord.-System der Vorzugsrichtung) und $S_{s\perp}$ (S_s senkrecht zum Streichen; berechnet im Koord.-System der Vorzugsrichtung).

In beiden Fällen, $S_{s\parallel}$ und $S_{s\perp}$, bewirken die gut leitenden Seetone eine Verkleinerung der S_s -Werte. Diese ist bei $S_{s\parallel}$ stärker als bei $S_{s\perp}$. Dies wird dadurch bewirkt, daß die Seetone und insbesondere deren westlicher Rand, in dessen Nähe die meisten Stationen liegen, ein gewisses NS-Streichen aufweisen (vgl. die Randbedingungen an den Stationen O und C der Abb. 19). Durch die Seetone wird der Einfluß des oberen geologischen Stockwerks auf das elektrische Feld demonstriert. Diesem Einfluß überlagert sind die Auswirkungen der geologischen Strukturen der tieferen Stockwerke.

Bei $S_{s\perp}$ ist eine ausgeprägte Korrelation mit den geologischen Formationen des mittleren Stockwerks zu erkennen. Bei $S_{s\parallel}$ dagegen ist diese Korrelation nicht gegeben. Dies wird durch das Streichen der Strukturen des mittleren Stockwerks und durch die Randbedingungen, nämlich Stetigkeit der zum Streichen parallelen Komponente, Unstetigkeit der dazu senkrechten Komponente, bewirkt.

Der generelle Anstieg der $S_{s\perp}$ -Werte von Nord nach Süd schließlich wird bewirkt durch das untere geologische Stockwerk. Dieser Anstieg beinhaltet die Information über die südliche Begrenzung des Molasse-Troges.

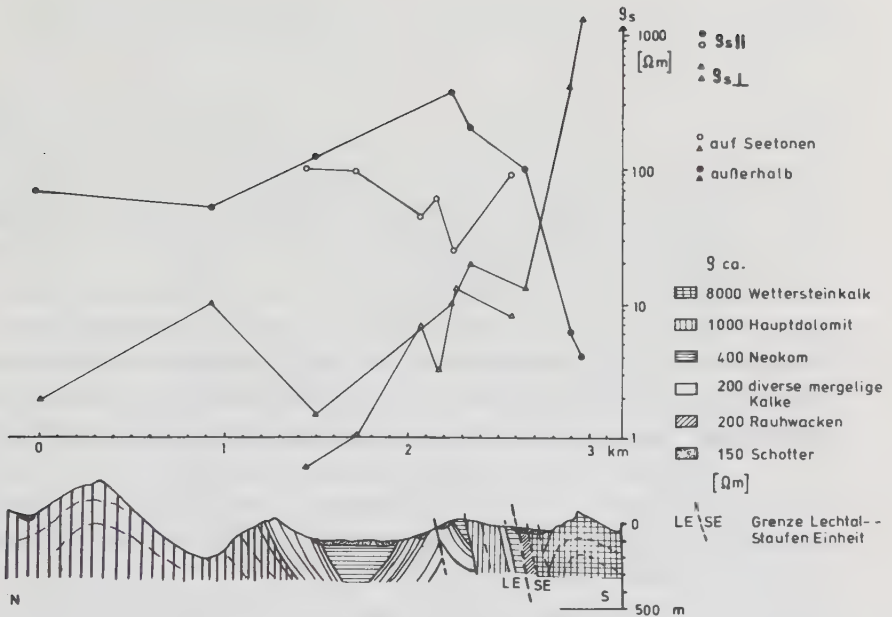


Abb. 20

Profilschnitt durch das Röthelmoosgebiet mit den räumlichen Variationen von $\rho_{s||}$ und $\rho_{s\perp}$, d. h. von ρ_s parallel und senkrecht zum Streichen der geologischen Strukturen; berechnet im Koord.-System der Vorzugsrichtung, für die Periode $T = 100$ sec. Die Lage der Stationen wurde parallel zum Streichen der geologischen Strukturen auf eine Mittellinie projiziert. Es wird unterschieden zwischen denjenigen Stationen, die auf Seetonen liegen, und denjenigen, die außerhalb davon liegen. Im unteren Teil ist ein geologischer Schnitt nach der geologischen Karte 1 : 25 000 Blatt 8241 Ruhpolding dargestellt. Zu den verschiedenen geologischen Formationen sind die durch die Schlumberger-Sondierungen bestimmten spezifischen Widerstände angegeben.

Die Abb. zeigt die Verkleinerung der ρ_s -Werte durch die gut leitenden Seetone (oberes Stockwerk), eine deutliche Korrelation von $\rho_{s\perp}$ mit den dargestellten geologischen Formationen (mittleres Stockwerk) sowie einen generellen Anstieg von $\rho_{s\perp}$ von Nord nach Süd (unteres Stockwerk).

Die geologischen Strukturen des Testgebietes (Röthelmoos und Umgebung) wurden transformiert in 3 verschiedene horizontale Modelle (das seien Modelle, die einen Horizontalschnitt in der x, y -Ebene bilden) von je 40×40 Gitterpunkten. Dazu wurde die geologische Karte des Röthelmooses und Umgebung mit einem Gitternetz von 40×40 Gitterpunkten überdeckt und dann jedem Kästchen mit einer Kantenlänge von 100 m der spezifische Widerstand der von ihm abgegrenzten geologischen Formation, der der Tabelle der Schlumberger-Sondierungen (Abb. 15, S. 66) entnommen wurde, zugeordnet. Dabei wurde so verfahren, daß

Modell 1 nur das obere geologische Stockwerk beinhaltet, d. h. die Leitfähigkeits-Verteilung im Modell entspricht der Leitfähigkeits-Verteilung direkt an der Erdoberfläche in der Natur;

Modell 2 nur das mittlere geologische Stockwerk beinhaltet, d. h. die Leitfähigkeits-Verteilung im Modell entspricht der Leitfähigkeits-Verteilung eines Horizontalschnittes in ca. 100 m Tiefe in der Natur (die rezenten Sedimente über den Kalkalpen wurden sozusagen weggewischt);

Modell 3 beide Stockwerke beinhaltet, d. h. Modell 3 ist eine Überlagerung beider Modelle. Dazu wurde unter Verwendung des Blockbildes in Abb. 18, S. 70, der Schlumberger-Sondierungen sowie des geologischen Meßtischblattes für jedes Kästchen eine Art integrierter spezifischer Widerstand gebildet nach

$$(D1) \quad g_m = \frac{z_I}{\int_0^{z_I} \sigma(z) dz} ,$$

wobei über die obersten 80 m ($z_I = 80$) integriert wurde.

Für diese Modelle wurden mit einem Programm von HAAK die Vorzugsrichtungen und die Polarisationsgrade des elektrischen Feldes berechnet. Die berechneten Vorzugsrichtungen sind zusammen mit den gemessenen in Abb. 21 dargestellt.

Bei Modell 1, das nur das obere geologische Stockwerk beinhaltet, ist die Koinzidenz von berechneten und gemessenen Vorzugsrichtungen sehr schlecht. Wesentlich besser ist die Koinzidenz bei den Modellen 2 und 3, jedoch zeigen sich auch hier systematische Abweichungen. Insbesondere ist im oberen Teil des Modells (Norden) bei den gemessenen Vorzugsrichtungen eine Tendenz zur EW-Richtung,

im unteren Teil (Süden) eine Tendenz zur NS-Richtung erkennbar. Diese regionale Drehung der Vorzugsrichtung wird auf den Einfluß des unteren geologischen Stockwerks zurückgeführt.

Daß die stärksten lokalen Änderungen des elektrischen Feldes nicht durch das obere, sondern durch das mittlere geologische Stockwerk bewirkt werden, zeigt auch Abb. 22. In dieser Abb. wird ein Vergleich von g_s -Werten nach Schlumberger für verschiedene Längen der Elektrodenauslage mit den Amplituden des elektrischen Feldes an 2 Profilen mit verschiedenem Stationsabstand gezeigt. An beiden Profilen zeigt sich eine sehr gute Korrelation zwischen g_s -Wert nach Schlumberger und E-Feld-Amplitude für die längste Elektrodenauslage mit $L/2 = 200$ m, während zu kürzeren Auslagen hin die Korrelation immer schlechter wird. Das hat 2 Gründe:

1. Die Sondenstrecken bei der Registrierung des E-Feldes sind 50 m lang. Dadurch wird bei der Registrierung des E-Feldes über eine Strecke von 50 m integriert. Lokale Anomalien, die kleiner sind als die Sondenstrecke, können bei der Registrierung nicht mehr als Anomalie erscheinen, sondern sie wirken, wenn sie nicht zu den Sondenstrecken symmetrisch sind, als Anisotropie.
2. Die Strukturen des oberen Stockwerks sind flache (Mächtigkeit der flach kleiner als die laterale Ausdehnung) Strukturen. Bei flachen Strukturen werden in genügender Entfernung vom Rand die Kanteneffekte durch die Bedingung, daß die horizontalen Komponenten des E-Feldes an der Sohle der jeweiligen Struktur stetig sind, kompensiert oder zumindest stark abgeschwächt. In genügender Entfernung vom Rand können solche Strukturen als ebene Schichtung betrachtet werden. Die lokalen Effekte werden stärker von den geometrischen Proportionen der lokalen Strukturen bestimmt als von deren absoluter Ausdehnung. Dies ist auch an den Stationen, die auf den Seetonen liegen, zu erkennen und wird noch durch Modellrechnungen bestätigt.

In Abb. 23 sind die Q_s - und Phasenkurven der Stationen im Röthelmoos gemeinsam dargestellt. Die Kurven wurden mittels der (Forts. S. 81)

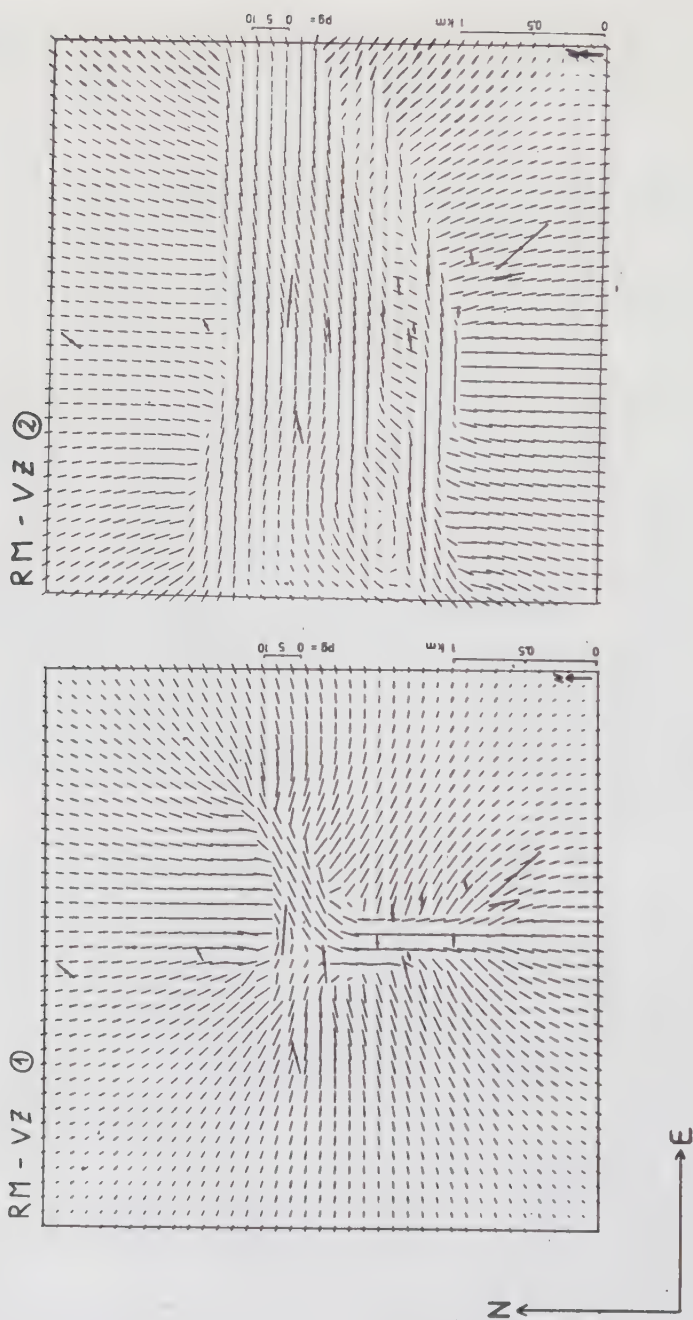


Abb. 21

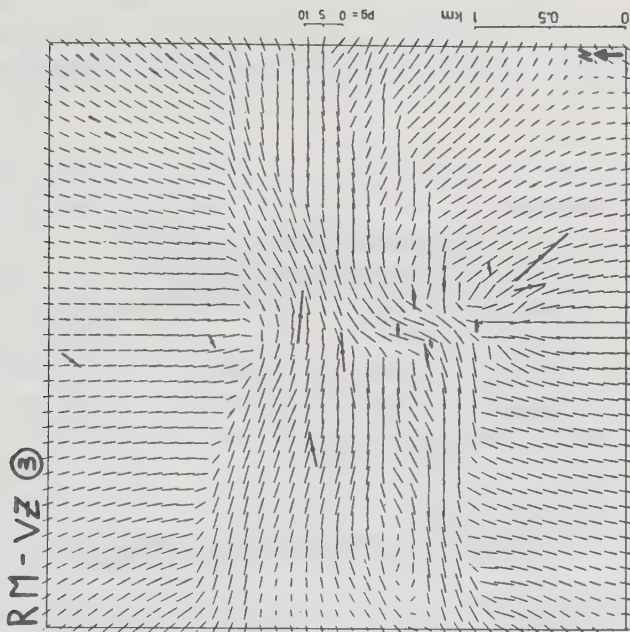


Abb. 21

Berechnete (dünne Striche) und gemessene (dicke Striche) Vorzugsrichtungen im Röthelmoos und Umgebung. Die Länge der Striche ist ein Maß für den Polarisationsgrad des elektrischen Feldes. Für die gemessenen Vorzugsrichtungen gilt der rechts dargestellte Maßstab. Es ist: $pg = \text{Polarisationsgrad} = \sqrt{g_{s y} / g_{s x}}$; $g_{s y} = g_s$ in Vorzugsrichtung, $g_{s x} = g_s$ senkrecht dazu.

Modell 1 beinhaltet das obere geologische Stockwerk. Bei den berechneten Vorzugsrichtungen ist die Drehung durch die Seetone deutlich zu erkennen.

Modell 2 beinhaltet das mittlere geologische Stockwerk. Die etwa EW streichenden Formationen dieses Stockwerks sind durch die Drehungen der berechneten Vorzugsrichtungen deutlich zu erkennen.

Modell 3 beinhaltet beide Stockwerke (Überlagerung von Modell 1 und 2). In der Verteilung der Vorzugsrichtungen sind die Wirkungen beider Stockwerke zu erkennen.

Bei Modell 1 ist die Koinzidenz von gemessenen und berechneten Vorzugsrichtungen sehr schlecht. Besser ist sie bei den Modellen 2 und 3, jedoch zeigen sich auch hier systematische Abweichungen,

nämlich eine Tendenz zur EW-Richtung im Norden, zur NS-Richtung im Süden, bei den gemessenen Vorzugsrichtungen. Dies wird durch den Einfluß des unteren geologischen Stockwerks bewirkt.

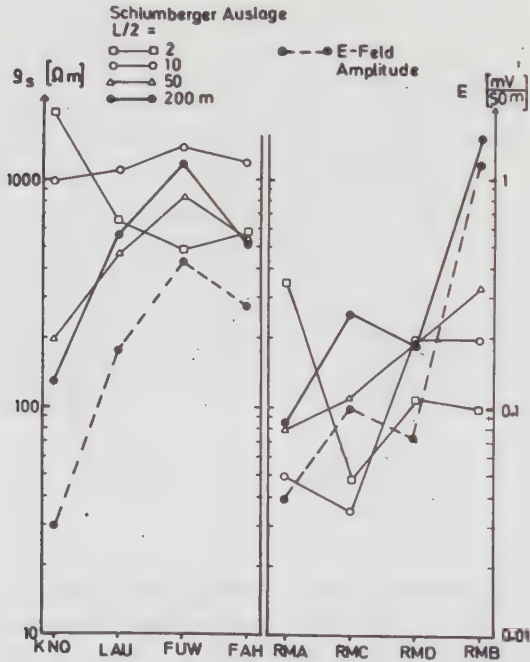


Abb. 22

Vergleich von ρ_s -Werten nach Schlumberger (linke Skala) für verschiedene Längen $L/2$ der Elektrodenauslage mit der gemessenen Amplitude des elektrischen Feldes (rechte Skala) an 2 Profilen mit verschiedenem Stationsabstand. Im rechten Profil sind Werte von Stationen im Röthelmoos dargestellt, im linken Profil sind die Stationen des östlichen Profils (vgl. Abb. 4, S. 23) dargestellt. Die beste Korrelation ergibt sich für die längste Auslage mit $L/2 = 200$ m. Zu kürzeren Auslagen hin wird die Korrelation immer schlechter.

beschriebenen Einzeleffekt-Auswertung gewonnen. Über die Streuung der Kurven wurde gemittelt. Da sämtliche Kurven innerhalb der Fehlerbreite dieselbe Periodenabhängigkeit aufweisen, ergeben sich die 2 folgenden Aussagen:

1. Die Phasendifferenz zwischen elektrischem und magnetischem Feld wird durch die lokalen Effekte nicht verändert.
2. Die Periodenabhängigkeit der $\mathcal{G}_s$ -Kurven wird durch die lokalen Effekte ebenfalls nicht verändert, es findet aber eine Niveauverschiebung der gesamten $\mathcal{G}_s$ -Kurve statt. Diese Verschiebung kann bei den beiden Kurvenästen $\mathcal{G}_s x'$ und $\mathcal{G}_s y'$ verschieden sein. Das Maß der Verschiebung hängt sowohl von den Leitfähigkeits-Kontrasten als auch von den geometrischen Proportionen der Leitfähigkeits-Verteilung ab.

Dabei muß gewährleistet sein, daß der Induktionsraum sehr viel größer ist als die räumliche Ausdehnung der lokalen Anomalien.

Diese beiden Aussagen lassen sich auch aus Modellrechnungen von BERDICHEVSKI (1976) zum Einfluß oberflächennaher Strukturen ableiten. Dabei geht BERDICHEVSKI vom Induktionsfall aus (vgl. Abb. 24) und vergrößert dann den Induktionsraum durch Vergrößern der Eindringtiefe, bis der Gleichstromfall erreicht ist. Die so berechneten $\mathcal{G}_s$ -Kurven werden mit den Kurven des Modells ohne Anomalie an der Erdoberfläche verglichen. Der Vergleich zeigt, daß bei genügend großen Eindringtiefen, d. h. bei genügend großen Perioden, die Kurven gleiche Form, d. h. dieselbe Periodenabhängigkeit, haben, aber in Richtung der $\mathcal{G}_s$ -Achse gegeneinander verschoben sind. Dieser Fall tritt ein, wenn die Eindringtiefe der Felder und damit auch der Induktionsraum größer wird, als die laterale Ausdehnung der Anomalie ist.

Da die räumliche Ausdehnung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten lokalen Anomalien sehr klein ist (maximal etwa 3 km), ist hier auch bei den kürzesten registrierten Perioden von 10 sec die Eindringtiefe bereits so groß, daß der Gleichstromfall erreicht ist. Dies wird durch Abb. 23 bestätigt. In dieser Abb. wurde die von der Periode unabhängige Niveauverschiebung, d. h. Verschiebung in Richtung der $\mathcal{G}_s$ -Achse, der $\mathcal{G}_s$ -Kurven gezeigt.

Leider wirkt sich die Niveauverschiebung der g_s -Kurven nachteilig auf die Interpretation durch Modelle aus. Dies sei am Beispiel der Abb. 25 demonstriert. Für die beiden benachbarten Stationen RMP und RMH, die nur 175 m voneinander entfernt sind (vgl. Abb. 19, S. 73), wurden 1-dimensionale Modelle berechnet. Dabei wurden die $g_{s y}$ - (g_s parallel zur Vorzugsrichtung) und die dazugehörigen Phasenkurven mittels eines Programmes von HAAK, dem ein Inversionsverfahren von SCHMUCKER (1974) zugrunde liegt, gemeinsam invertiert. Für beide Stationen wurde derselbe optimale Schichtparameter $\hat{z} = d / \sqrt{g} = 2$ gefunden. Trotzdem unterscheiden sich die Modelle der beiden Stationen beachtlich. Da die beiden Stationen nur 175 m voneinander entfernt sind, können diese Modellunterschiede nicht real sein, sondern sie beruhen auf der Niveauverschiebung der g_s -Kurven, die durch die lokale Leitfähigkeits-Verteilung bewirkt wird.

Alle Modelle mit demselben Schichtparameter $\hat{z}$ besitzen dieselben Phasenkurven sowie dieselbe Periodenabhängigkeit der g_s -Kurven. Sie unterscheiden sich nur im Niveau der g_s -Kurve. Das Niveau einer g_s -Kurve wird festgelegt durch den spezifischen Widerstand der obersten Schicht.

In Hinsicht auf die Induktionswirkung kann man den Schichtparameter $\hat{z}$ als normierte Größe betrachten. Alle Modelle, die innerhalb dieser Normierung übereinstimmen, besitzen dieselbe Periodenabhängigkeit der g_s -Kurven und dieselben Phasenkurven. Das Niveau der g_s -Kurve, das durch den spezifischen Widerstand der obersten Schicht bestimmt wird, liefert sozusagen den Skalenfaktor zur Bestimmung der Absolutwerte des Modells. Wenn nun die

Abb. 23

Vergleich der g_s - und Phasenkurven der Stationen im Röthelmoos untereinander. Dargestellt sind die g_s -Kurven der in Abb. 19, S. 73 eingezeichneten Stationen. Die Stationen wurden von Nord nach Süd durchnummeriert (nördlichste Station = 1; südlichste Station = 12). Dargestellt sind sowohl die g_s -Kurven parallel zur Vorzugsrichtung ($g_{s y}$) als auch senkrecht dazu ($g_{s x}$) sowie einige Phasenkurven parallel zur Vorzugsrichtung. Die Phasenkurven senk-

recht dazu eignen sich wegen ihrer großen Streuung nicht zum Vergleich. Innerhalb des Streubereichs zeigen alle g_s -Kurven einer Komponente dieselbe Periodenabhängigkeit und sind die Phasenkurven gleich. Die lokalen Effekte bewirken von der Periode unabhängige Niveauverschiebungen der g_s -Kurven.

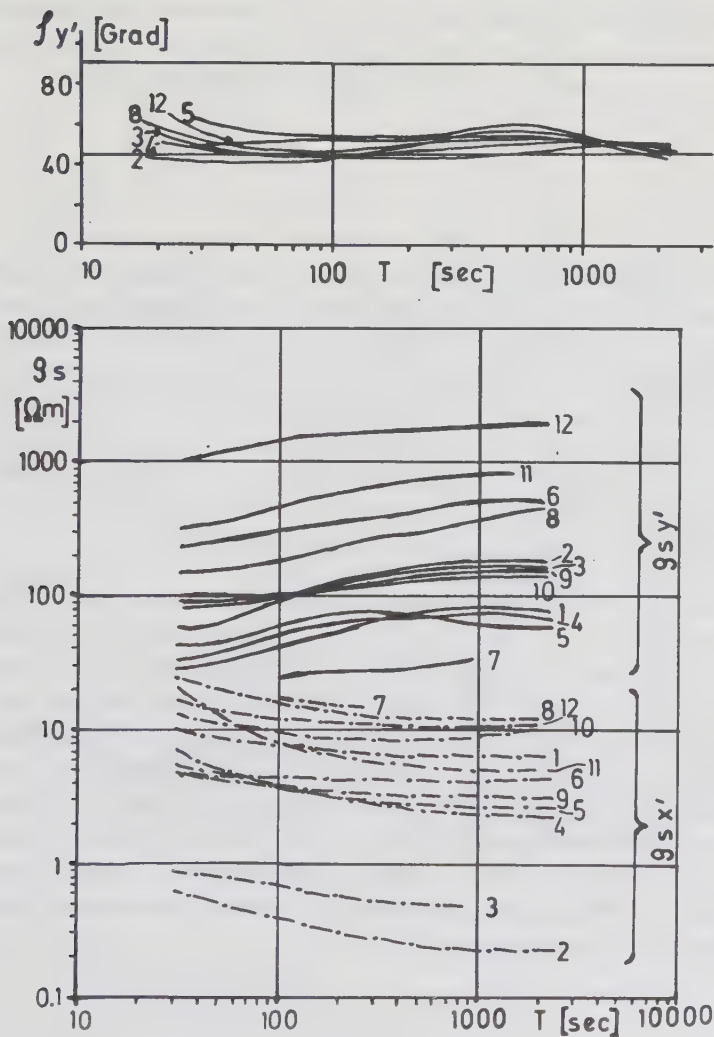


Abb. 23

$\mathcal{G}_s$ -Kurven durch lokale Effekte im Niveau verschoben sind, dann ist der Skalenfaktor falsch, und sämtliche Absolutwerte der Modellparameter werden dadurch verzerrt. Eine Korrektur dieser Verzerrung ist somit gleichbedeutend mit einem Verschieben der entsprechenden $\mathcal{G}_s$ -Kurve in das richtige Niveau.

Daraus folgt, daß bei Stationen, die durch lokale Effekte gestört sind, eine eindeutige Inversion auch bei der Hinzunahme der Phasenkurven nicht möglich ist, und daß die Phasenkurven allein prinzipiell nicht eindeutig invertierbar sind.

Abb. 24

Modellkurven nach BERDICHEVSKI (1976) für den Fall der H-Polarisation in einer horstartigen Struktur. Geometrische Daten: $h_1^i / h_1^e = 0.1$; $h_2^e / h_1^e = 20$; $d / h_1^e = 4$. Die Kurven sind für verschiedene Orte berechnet; Parameter der Kurvenschar ist $|y| / h_1^e$. $\mathcal{G}_1^i$ und $\mathcal{G}_1^e$ sind die Kurven für Modelle mit ebener Schichtung mit h_1^i bzw. h_1^e als Mächtigkeit der obersten Schicht. Die "Wellenlänge" λ_1 ist $\lambda_1 = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{\mu_0} \cdot 6_1} = 2\pi p$ (p = Eindringtiefe). Die Kurven sind normiert auf die Mächtigkeit und den spezifischen Widerstand der obersten Schicht.

Die Abb. zeigt, daß für Abszissenwerte größer 6, d. h. wenn die Eindringtiefe p größer als h_1^e ist, alle Kurven mit Ausnahme der Cagniard'schen Kurve $\mathcal{G}_1^i$ dieselbe Periodenabhängigkeit (die Periode ist in der "Wellenlänge" λ_1 enthalten) zeigen und durch bloße Niveauverschiebung ineinander überführt werden können. Da bei den lokalen Effekten die Eindringtiefe immer sehr viel größer als die Ausdehnung der Anomalien ist, folgt aus dieser Abb. die Niveauverschiebung der $\mathcal{G}_s$ -Kurven durch die lokalen Effekte. Daß die Inhomogenität im Modell BERDICHEVSKI's nicht direkt an der Erdoberfläche ist, ist für die hier angestellten Überlegungen nicht von Bedeutung.

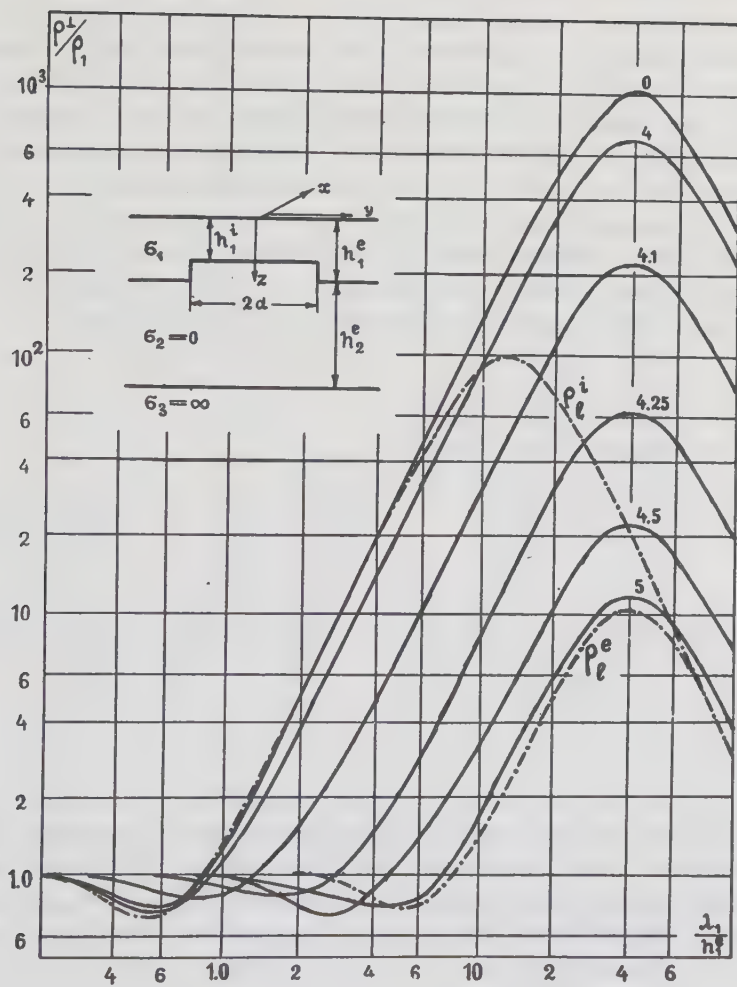


Abb. 24

D 2.3 Trennung von lokalem und regionalem Anteil

Da die lokalen Effekte durch die von ihnen bewirkten Niveauverschiebungen der g_s -Kurven eine unerwünschte Vieldeutigkeit in der Interpretation durch Modelle bewirken, ist es wünschenswert, die lokalen Effekte von den regionalen zu trennen. Da im allgemeinen Fall allein unter Verwendung der 8 Meßgrößen (Betrag und Phase der 4 Elemente des Impedanztensors) eine solche Trennung nicht möglich ist, bedarf es irgendwelcher einschränkender Annahmen über die Leitfähigkeits-Verteilung oder zusätzlicher Information. Formal bedeutet die Trennung eine Aufteilung des Impedanztensors $\underline{Z}$ in 2 Tensoren nach

$$(D2) \quad \underline{Z} = \underline{L} \cdot \underline{R}$$

oder in Komponentenschreibweise:

$$(D2') \quad \begin{pmatrix} z_{xx} & z_{xy} \\ z_{yx} & z_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} l_{xx} & l_{xy} \\ l_{yx} & l_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_{xx} & r_{xy} \\ r_{yx} & r_{yy} \end{pmatrix}$$

wobei $\underline{L}$ den lokalen und $\underline{R}$ den regionalen Anteil beschreibt.

Abb. 25

Die durch ein Inversionsverfahren bestimmten 1-dimensionalen Modelle zweier Stationen im Röthelmoos (vgl. Abb. 19, S. 73). Obwohl die beiden Stationen RMP und RMH nur 175 m voneinander entfernt sind, unterscheiden sich die Modelle deutlich. Dies ist auf die Niveauverschiebung der g_s -Kurven durch die lokalen Effekte zurückzuführen.

Zum Vergleich sind die g_s - und Phasenkurven der beiden Stationen dargestellt. Die Periodenabhängigkeit der Kurven ist bei beiden Stationen gleich. Daher wurde für beide als optimaler Schichtparameter $\lambda = 2$ gefunden. Zur Inversion wurden die Komponenten parallel zur Vorzugsrichtung (diese ist bei beiden Stationen annähernd gleich) der g_s - und Phasenkurven verwendet. Über die Streuung der Kurven wurde gemittelt. Diskrete Werte der geglätteten Kurven wurden zur Inversion verwendet.

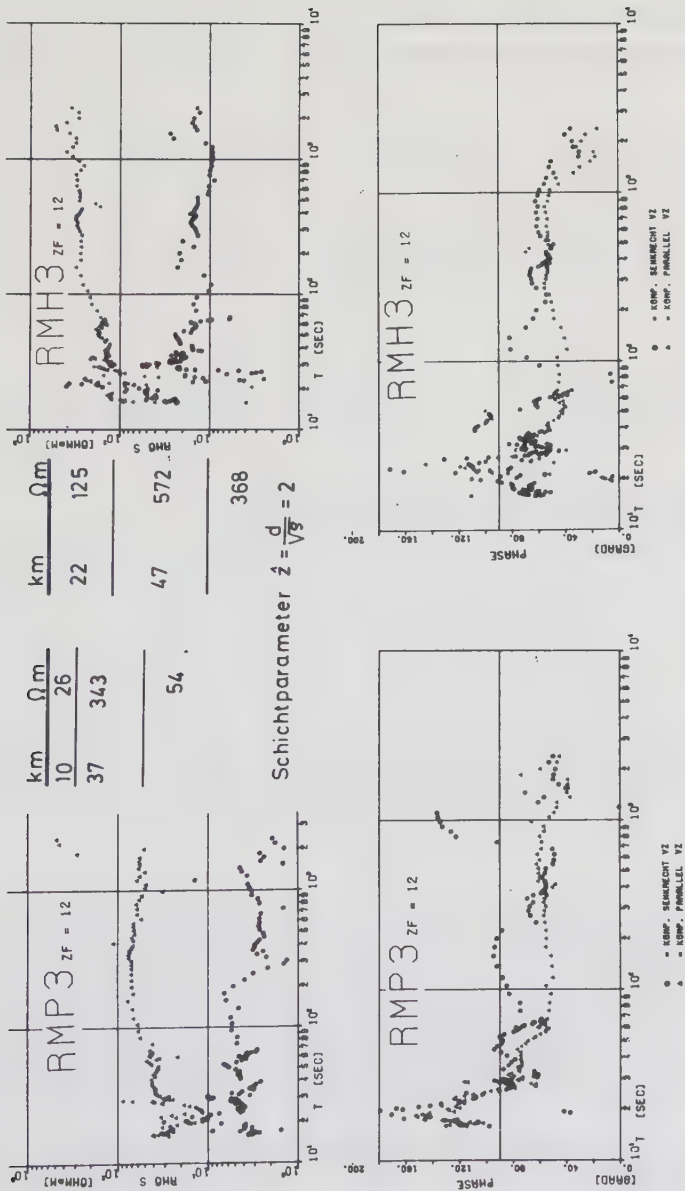


Abb. 25

Den Weg, die Trennung mit Hilfe gewisser Annahmen durchzuführen, hat LARSEN (1975) bei Messungen auf Hawaii beschritten. Da es LARSEN's Ziel ist, die Leitfähigkeits-Verteilung im Erdmantel zu bestimmen, kann er die beiden folgenden Annahmen machen:

1. In der Tiefe des Erdmantels liegt ebene Schichtung (1-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung) vor;
2. Bei genügend großen Perioden wirkt die Insel Hawaii als Gleichstromanomalie, während die sehr viel tiefer liegenden Strukturen im Erdmantel induktiv wirken.

Daraus ergeben sich die 2 Folgerungen:

1. Der regionale Tensor $\underline{R}!$ nimmt Cagniard'sche Form (vgl. (B13), S. 16) an;
2. Der Tensor $\underline{L}!$ ist periodenunabhängig. Die gesamte Periodenabhängigkeit ist in $\underline{R}!$ enthalten.

Unter diesen Voraussetzungen nimmt Gleichung (D2') die Form an:

$$(D3) \quad \begin{pmatrix} \underline{z}_{xx}(T) & \underline{z}_{xy}(T) \\ \underline{z}_{yx}(T) & \underline{z}_{yy}(T) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1_{xx} & 1_{xy} \\ 1_{yx} & 1_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \underline{r}(T) & 0 \\ 0 & \underline{r}(T) \end{pmatrix}$$

Dieses Gleichungs-System ist bis auf einen konstanten Faktor allein unter Verwendung der Meßdaten lösbar, d. h. es ist

$$(D3') \quad \underline{r}(T) = r_0 \cdot \underline{r}'(T),$$

wobei r_0 unbestimmt ist. Über r_0 wurde von LARSEN auf Grund anderweitiger geoelektrischer Daten verfügt. Damit ist $\underline{r}'(T)$ bestimmbar. Unter der Voraussetzung, daß alle gemachten Annahmen zutreffen, beschreibt $\underline{r}'(T)$ die Übertragungsfunktion des Erdmantels. (Die Nomenklatur weicht stark von derjenigen LARSEN's ab, da sie derjenigen dieser Arbeit angepaßt wurde).

Die Annahmen LARSEN's können nicht auf diese Arbeit übertragen werden, da

1. Ziel der Messungen im Chiemgau die Untersuchung der Erdkruste ist, in der keine ebene Schichtung angenommen werden kann;
2. die zu untersuchenden Strukturen bei den kurzen Perioden des

registrierten Periodenbereichs als Induktionsanomalie wirken, bei den langen Perioden aber in den Gleichstromfall übergehen. Das Kriterium, daß $\underline{R}!$ nur periodenabhängige Information enthält, ist daher nicht anwendbar.

Andererseits steht im Chiemgau durch genaue geologische Kartierung und durch zahlreiche Schlumberger-Sondierungen weitere reichhaltige Information zur Verfügung. Daher soll in dieser Arbeit versucht werden, den lokalen Tensor $\underline{L}!$ unter Ausnutzung der über die magnetotellurischen Daten hinausgehenden Information direkt zu berechnen und dann nach

$$(D4) \quad \underline{R}! = (\underline{L}!)^{-1} \cdot \underline{Z}!$$

(Umkehrung von (D2)) den regionalen Tensor $\underline{R}!$ zu berechnen.

Zur Berechnung von $\underline{L}!$ wurde ein Programm entwickelt (dieses wird im nächsten Abschnitt beschrieben), das eine vorgegebene, beliebige, 2-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung als Netzwerk Ohm'scher Widerstände simuliert und aus den Potentialdifferenzen an den einzelnen Widerständen die räumlichen Variationen der Elemente des Tensors $\underline{L}!$ berechnet.

Dieses Programm wurde auf die 3 beschriebenen Modelle des Röthelmooses (S. 76; Abb. 21, S. 78, 79; Modell 1 = oberes geologisches Stockwerk, Modell 2 = mittleres geologisches Stockwerk, Modell 3 = Überlagerung von Modell 1 und 2) angewandt.

Die berechneten räumlichen Variationen der Elemente der 3 Tensoren $\underline{L}!$ für die 3 Modelle sind in Abb. 26 perspektivisch dargestellt. In den räumlichen Variationen lassen sich die EW streichenden Strukturen des mittleren Stockwerks bei Modell 2 und 3 besonders bei den zum Streichen senkrechten Komponenten deutlich erkennen. Diesen Variationen sind die durch die Seetone verursachten Variationen überlagert. Obwohl die Amplitude der letzteren deutlich kleiner ist, sind sie doch in allen 4 Elementen der Tensoren von Modell 1 und 3 deutlich zu erkennen.

Die starken Leitfähigkeits-Kontraste im südlichen Teil der Modelle bewirken sehr starke Änderungen des elektrischen Feldes und damit sehr starke räumliche Variationen der Elemente der

Tensoren $L!$. Eine Verschiebung der Meßstation im Gelände um nur ca. 100 m kann eine Änderung des E-Feldes um mehr als eine Zehnerpotenz bewirken. Andererseits haben geringe Änderungen im Modell in diesem Bereich starken Einfluß auf die berechneten Werte der Tensoren $L!$. Da aber die Verhältnisse in der Natur nicht beliebig genau bekannt sind und auch im Modell nicht beliebig genau wiedergegeben werden können, ist die Berechnung der Tensoren $L!$ und damit die Korrektur der gemessenen g_s -Werte wieder von vornherein mit einem gewissen Fehler behaftet. Dieser ist um so größer, je stärker die Leitfähigkeits-Kontraste und je weniger gut bekannt die Leitfähigkeits-Verteilung in der Natur sind. Man kann also in Gebieten mit starken lokalen Leitfähigkeits-Kontrasten von vornherein nicht mit vollkommen befriedigenden Ergebnissen bei der Korrektur der gemessenen g_s -Kurven rechnen.

Abb. 26

Perspektivische Darstellung der räumlichen Variationen der Elemente der Tensoren $L!$ für die 3 Modelle des Röthelmooses. Links sind die Hauptdiagonalelemente, rechts die Nebendiagonalelemente dargestellt. Die Höhe gibt die relative Amplitudenänderung E/E_0 des elektrischen Feldes an. Aus rechentechnischen Gründen ist das Koord.-System von l_{yy} und l_{yx} in der Abb. um 90° gedreht. Geographisch gesehen bedeutet:

$$l_{xx} = E_{EW} / E_0 \text{ EW} ; \quad l_{xy} = E_{NS} / E_0 \text{ EW} ; \quad E_0 \text{ NS} = 0 \text{ (Anregung EW)}$$

$$l_{yy} = E_{NS} / E_0 \text{ NS} ; \quad l_{yx} = E_{EW} / E_0 \text{ NS} ; \quad E_0 \text{ EW} = 0 \text{ (Anregung NS)}$$

E_0 ist die Potentialdifferenz im homogenen Modell, d. h. diejenige Potentialdifferenz, die sich an jedem Widerstand einstellen würde, wenn alle Widerstände des Modells gleich wären.

Man erkennt deutlich den Einfluß der Seetone in Modell 1 und 3 sowie den Einfluß der EW streichenden Strukturen des mittleren Stockwerks in Modell 2 und 3. Die durch das mittlere Stockwerk bewirkten Variationen sind deutlich größer als die durch das obere Stockwerk bewirkten. Dies steht in gutem Einklang mit den gemessenen Werten (vgl. Abb. 19 und 20, S. 73 und 75).

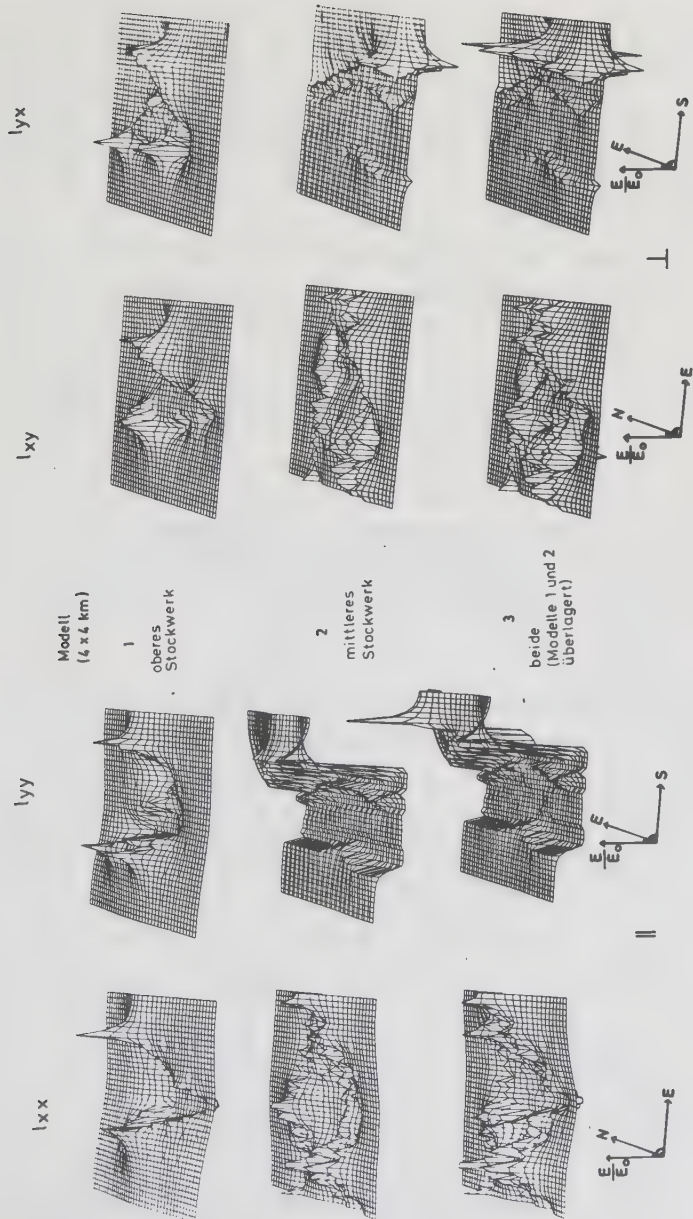


Abb. 26

Diejenigen Tensoren $\underline{L}!$, deren Position im Modell einem Meßort in der Natur entspricht, wurden herausgesucht, in dasjenige Koord.-System, in dem der gemessene Tensor $\underline{Z}!$ vorliegt, gedreht und invertiert. Die invertierten Tensoren $\underline{L}!^{-1}$ wurden mit den bei der Periode $T = 1000$ sec gemessenen Tensoren $\underline{Z}!$ des gleichen Ortes multipliziert.

So wurden nach (D4) die regionalen Tensoren $\underline{R}!$ berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnungen war nicht befriedigend, da die berechneten Tensoren $\underline{R}!$ große Streuungen aufwiesen. Diese Streuungen sind auf die in den Ausgangstensoren $\underline{Z}!$ und $\underline{L}!$ enthaltenen Fehler zurückzuführen. Einerseits sind bei den starken, sehr kleinräumigen Leitfähigkeits-Kontrasten im Röthelmoosgebiet Abweichungen zwischen Modell und Natur und damit Fehler im Tensor $\underline{L}!$ nicht zu vermeiden; andererseits werden, wie bereits diskutiert, bei starker Polarisation des E-Feldes die relativen Fehler der kleinen Tensorkomponenten des Tensors $\underline{Z}!$ besonders groß. Durch die Tensormultiplikation $\underline{L}!^{-1} \cdot \underline{Z}!$ können sich diese Fehler sehr verstärken.

Daher wurden bessere Ergebnisse erzielt, wenn die Nebendiagonalelemente von $\underline{Z}!$ vernachlässigt wurden. Dann wird Gleichung (D4) zu

$$\begin{aligned}
 (D5) \quad \underline{R}! &= \begin{pmatrix} \underline{r}_{xx} & 0 \\ 0 & \underline{r}_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1_{xx} & 1_{xy} \\ 1_{yx} & 1_{yy} \end{pmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \underline{z}_{xx} & 0 \\ 0 & \underline{z}_{yy} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \frac{1}{1_{xx}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{1_{yy}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \underline{z}_{xx} & 0 \\ 0 & \underline{z}_{yy} \end{pmatrix},
 \end{aligned}$$

Abb. 27

Vergleich der räumlichen Variationen der gemessenen $\mathcal{G}_s$ -Werte, der für Modell 3 (oberes + mittleres Stockwerk) berechneten relativen Amplitudenänderungen E/E_0 des E-Feldes und der durch $\mathcal{G}_s$ reduziert = $\mathcal{G}_s$ gemessen / (E/E_0) berechneten reduzierten $\mathcal{G}_s$ -Werte entlang des in Abb. 20 (S. 75) dargestellten Profils durch das Röthelmoos für die Komponenten parallel und senkrecht zum

Hauptstreichen der geologischen Formationen der nördlichen Kalkalpen für die Periode $T = 1000 \text{ sec.}$ Es wird wieder unterschieden zwischen Stationen auf Seetönen und solchen außerhalb davon. Der Nullpunkt der x-Achse ist gegenüber demjenigen der Abb. 20 um 1.14 km nach Süden verschoben. Die g_s -Werte wurden jeweils im Koord.-System der Vorzugsrichtung berechnet. Es gilt folgende Äquivalenz: $l_{xx} = E/E_0 \perp$; $l_{yy} = E/E_0 \parallel$. Zum besseren Vergleich der g_s -Werte mit den E/E_0 -Werten ist $\sqrt{g_s}$ aufgetragen.

Die Reduktion der gemessenen g_s -Werte mit den im Modell berechneten E/E_0 -Werten führt zu einer Glättung der g_s -Verteilung, zu einem stetigen Ansteigen der g_s -Werte von Nord nach Süd, aber auch zu einer deutlichen Überkompensation des Einflusses der Seetone.

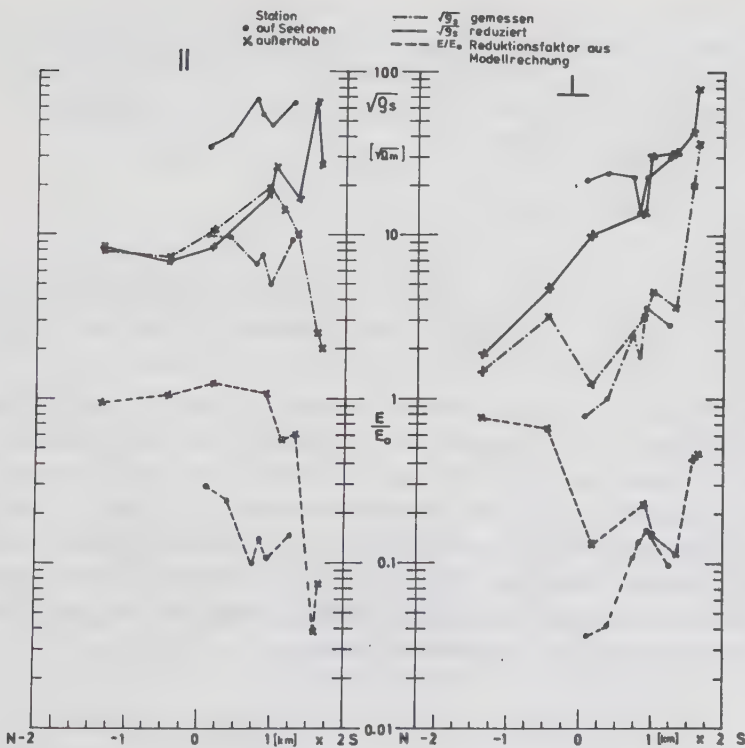


Abb. 27

d. h. die Eliminierung der lokalen Effekte wird auf die Divisionen

$$(D6) \quad \underline{r}_{xx} = \frac{z_{xx}}{l_{xx}} \quad \text{und} \quad \underline{r}_{yy} = \frac{z_{yy}}{l_{yy}}$$

zurückgeführt. Aus den so berechneten $\underline{r}_{xx}$ und $\underline{r}_{yy}$ wurden dann die reduzierten $\mathcal{G}_s$ -Werte $\mathcal{G}_{sr x'}$ und $\mathcal{G}_{sr y'}$ nach Gleichung (B14) S. 16 berechnet. Die Phasenwerte wurden dabei nicht verändert. Es ist also

$$(D7) \quad \arg(\underline{r}_{xx}) = \arg(z_{xx}) = f_{x'} \quad \text{und}$$

$$(D7') \quad \arg(\underline{r}_{yy}) = \arg(z_{yy}) = f_{y'}$$

Einen Vergleich der gemessenen $\mathcal{G}_s$ -Werte, der für Modell 3 berechneten relativen Amplitudenänderungen E/E_0 und der damit nach (D6) reduzierten $\mathcal{G}_s$ -Werte entlang des Profils von Abb. 20 zeigt Abb. 27. Die reduzierten $\mathcal{G}_s$ -Werte sollten nun von den lokalen Effekten befreit sein.

Abb. 28

Vergleich der unter Verwendung der 3 Modelle des Röthelmoosgebietes berechneten reduzierten $\mathcal{G}_s$ -Werte entlang des bisherigen Profils. Anordnung wie in der vorhergehenden Abb..

Modell 1 führt zu einer starken Überkompensation des Einflusses der Seetone; die Verteilung der $\mathcal{G}_s$ -Werte wird nicht geglättet. Modell 2 führt zu einer Glättung im nördlichen Teil des Profils, aber zu starken Streuungen im südlichen Teil ($x > 0.5$ km), wo starke Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit direkt an der Erdoberfläche vorhanden sind. Modell 3 führt zum besten Ergebnis, jedoch ist auch hier noch eine Überkompensation des Einflusses der Seetone sowie eine gewisse Streuung zu erkennen.

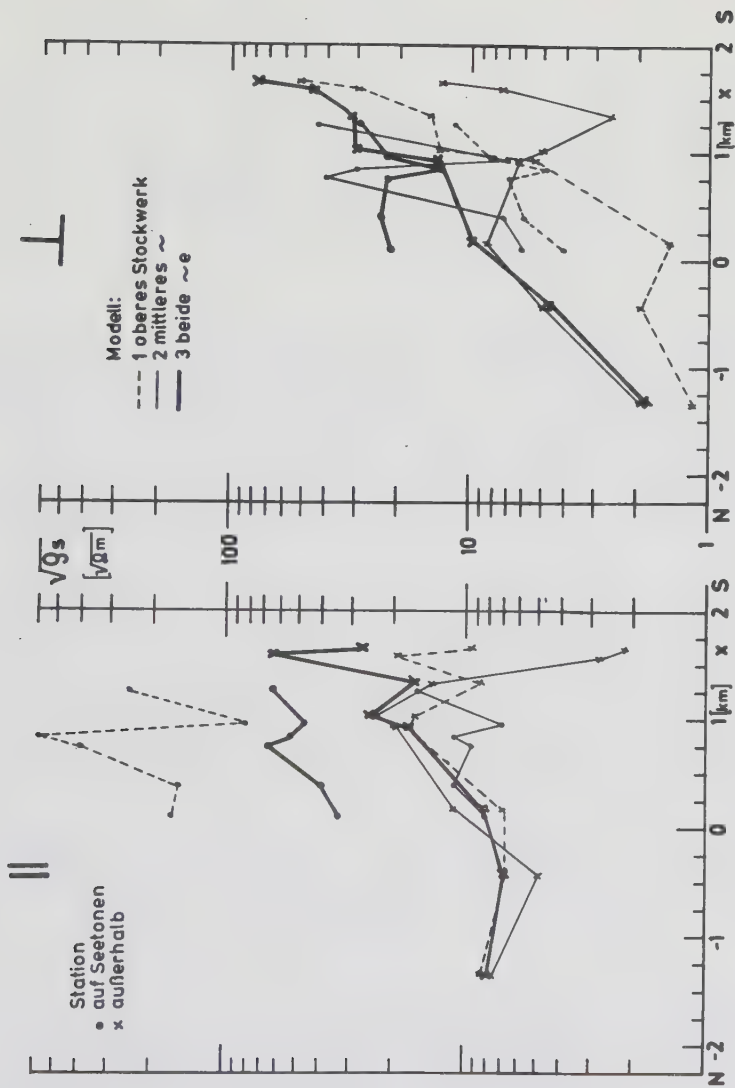


Abb. 28

Man erkennt eine Glättung der reduzierten g_s -Werte gegenüber den gemessenen, eine stetige Zunahme der Werte von Nord nach Süd, jedoch auch eine deutliche Überkompensation des Einflusses der Seetone, was durch die zu großen Werte der Stationen auf Seetonen zum Ausdruck kommt. Die Überbewichtung der Seetone zeigt, daß die im Modell gewählte Integrationstiefe von 80 m zu gering ist, was in Einklang steht mit der Aussage von Abb. 22, S. 80. Die Zunahme der g_s -Werte von Nord nach Süd wird auf den Einfluß des unteren geologischen Stockwerks zurückgeführt. Dieser Anstieg der Werte beinhaltet die gesuchte Information über die südliche Begrenzung des Molassetroges.

Einen Vergleich der mit den E/E_0 -Werten der 3 verschiedenen Modelle des Röthelmoosgebietes reduzierten g_s -Werte zeigt Abb. 28. Die mit den Werten von Modell 1 (oberes Stockwerk) reduzierten g_s -Werte zeigen die größte Streuung sowie eine sehr starke Überkompensation des Einflusses der Seetone, da die Integrationstiefe bei diesem Modell viel zu gering ist. Modell 2 (mittleres Stockwerk) führt zu einer Glättung im nördlichen Teil des Profiles, führt aber zu starken Streuungen im südlichen Teil. In diesem Bereich kann der Einfluß der starken lokalen Änderungen direkt an der Erdoberfläche nicht vernachlässigt werden. Die besten Ergebnisse werden bei Modell 3 erzielt, jedoch ist auch bei diesem Modell die gewählte Integrationstiefe von 80 m zu gering, was durch die Überkompensation des Einflusses der Seetone gezeigt wird.

Die beiden vorhergehenden Abbildungen zeigen, daß die Formationen des mittleren Stockwerks einen stärkeren Einfluß auf das elektrische Feld ausüben als die Strukturen des oberen Stockwerks, weil die Strukturen des oberen Stockwerks flach (Mächtigkeit geringer als die laterale Erstreckung) sind, während bei den Strukturen des mittleren Stockwerks die Mächtigkeit ähnlich groß ist wie die laterale Erstreckung. Daher muß die Integrationstiefe der Mächtigkeit der Strukturen des mittleren Stockwerks angepaßt werden. Die Wirkung der flachen Strukturen des oberen Stockwerks wird durch die größere Integrationstiefe abgeschwächt, was in Einklang steht mit dem geringeren Einfluß der Seetone bei den gemessenen Werten.

D 3 Modellrechnung zu den lokalen Effekten

D 3.1 Beschreibung der Modellrechnung

Eine irgendwie vorgegebene, beliebige, 2-dimensionale Widerstands-Verteilung wird transformiert in ein Netzwerk von Ohm'schen Widerständen, wie es in Abb. 29 dargestellt ist. Das Netzwerk wird sozusagen als Gitter über die Widerstands-Verteilung gelegt, und dann wird je einem waagrechten und senkrechten Widerstand der von ihrem "Kästchen" bedeckte spezifische Widerstand der Widerstands-Verteilung als Ohm'scher Widerstand zugeordnet. Da das Netzwerk keine frequenzabhängigen Elemente enthält, ist diese Modellrechnung nur für den Gleichstromfall anwendbar, d. h. das zu berechnende Modell muß sehr viel kleiner sein als der Induktionsraum. Diese Voraussetzung ist bei den lokalen Effekten gegeben, da, wie gezeigt wurde, deren Wirkung nicht von der Periode abhängig ist.

Zwischen dem linken und rechten Rand des Netzwerks Ohm'scher Widerstände wird eine normierte Potentialdifferenz U_g vorgegeben. Diese Potentialdifferenz U_g repräsentiert die durch die Induktionswirkung des Magnetfeldes erzeugte Potentialdifferenz. Da der Induktionsraum nach Voraussetzung sehr viel größer ist als die räumliche Ausdehnung des gesamten Modells, kann diese Potentialdifferenz in guter Näherung als räumlich konstant angesehen werden. Da die Potentialdifferenz U_g normiert wird, sind die berechneten Werte ebenfalls normiert und somit unabhängig von der absoluten Größe der Potentialdifferenz U_g , d. h. unabhängig von den zeitlichen Variationen.

Die gesuchten Größen sind die an jedem einzelnen Widerstand anfallenden Potentialdifferenzen. Mit den in Abb. 29 unten angegebenen Bedingungen läßt sich die zur Berechnung der Unbekannten nötige Anzahl von Gleichungen aufstellen. Damit wird der durch jeden Widerstand fließende Strom berechnet. Das Ohm'sche Gesetz liefert dann die gesuchten Potentialdifferenzen.

Zur Normierung wird die gesamte Potentialdifferenz U_g zwischen linkem und rechtem Rand so gewählt, daß $U_g := n$ ist, d. h. die

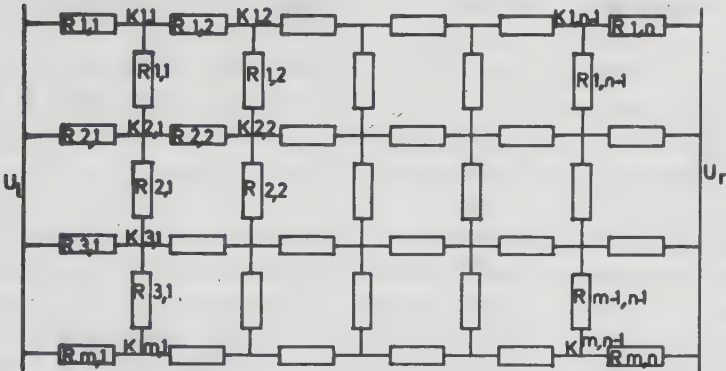
Potentialdifferenz zwischen linkem und rechtem Rand ist gleich der Anzahl der waagrechten Widerstände in einer Zeile. Würde man ein homogenes Modell berechnen, d. h. alle Widerstände wären gleich, dann würde man an jedem waagrechten Widerstand die Potentialdifferenz $U_{j,k} \text{ waagrecht} = 1$, an jedem senkrechten Widerstand die Potentialdifferenz $U_{j,k} \text{ senkrecht} = 0$ erhalten. Es sei $U_0 := 1 = U_{j,k} \text{ waagrecht}$ des homogenen Modells. Dann gilt für die Potentialdifferenzen $U_{j,k}$ eines Modells mit beliebiger Verteilung der Widerstände: $U_{j,k} = U_{j,k} / U_0$, da $U_0 = 1$ ist. Das bedeutet anschaulich, daß die in einem beliebigen Modell berechneten $U_{j,k}$ normierte Größen sind. Sie beschreiben die relative Änderung der Potentialdifferenzen eines inhomogenen Modells im Vergleich zu einem homogenen Modell, d. h. die berechneten $U_{j,k}$ geben das Verhältnis der anormalen Potentialdifferenzen in einem inhomogenen Modell zu den normalen Potentialdifferenzen in einem homogenen Modell an: $U_{j,k} = U_{j,k} \text{ anormal} / U_{j,k} \text{ normal}$.

Die 3 in Abb. 29 angegebenen Bedingungen erlauben, das zur Berechnung der Potentialdifferenzen $U_{j,k}$ nötige Gleichungs-System aufzustellen. Da ein Modell von z. B. 40 x 40 Gitterpunkten 3121 Unbekannte enthält, ist es bei großen Modellen nicht möglich, die gesamte Lösungsmatrix von 3121 x 3121 Elementen im Kernspeicher zu speichern. Da andererseits viele Elemente dieser Matrix 0 sind, konnte ein Algorithmus entwickelt werden, bei dem nur ein Teil der Lösungsmatrix gespeichert werden muß. So müssen z. B. von den 3121 x 3121 = 9740 641 Elementen der Matrix des Beispiels von 40 x 40 Gitterpunkten nur 143 566 Elemente, das sind ca. 1.4%, gespeichert werden.

Als weiteres Problem haben sich die Rundungsfehler bei der elektronischen Datenverarbeitung erwiesen. Bei Modellen mit starken Kontrasten in der Widerstands-Verteilung können sich die Rundungsfehler zu einem Vielfachen des korrekten Ergebnisses aufsummieren (die TR 440 des Leibniz Rechenzentrums rechnet immerhin mit 12 Dezimalstellen). Das Ergebnis ist dann natürlich unbrauchbar. Daher wurde bei größeren Modellen von der Invertierung der Lösungsmatrix in einem Schritt abgegangen. Ein gegebenes Modell von mehr als 10 x 10 Gitterpunkten wird nun vom Rechner in Gebiete unterteilt und die einzelnen Gebiete werden nacheinander

Modell als Netzwerk Ohm'scher Widerstände

$m \cdot n$ "Gitterpunkte" (hier $m \cdot n = 4 \cdot 6$), $U_g = U_r - U_l \approx n$ (Normierung)



R = Ohm'scher Widerstand

U = Potentialdifferenz

I = Strom

K = Knotenpunkt

An jedem Widerstand gilt das Ohm'sche Gesetz: $U_{j,k} = R_{j,k} \cdot I_{j,k}$

Unbekannte: $U_{j,k}$ waagrecht $m \cdot n$

$U_{j,k}$ senkrecht $(m-1) \cdot (n-1)$

Bedingungen: 1.) U ist konservatives Potential $\Leftrightarrow$

$$\sum_{j,k} U_{j,k} = U_g \text{ auf jedem beliebigen Weg von } U_l \text{ nach } U_r$$

liefert $(m-1) \cdot n + 1$ Gleichungen

2.) Keine Ströme verlassen das Modell am oberen und unteren Rand $\Leftrightarrow$

$$\sum_{k=1}^m I_{j,k} = \sum_{k=1}^m I_{j+1,k} \text{ für } j = 1, \dots, n-1 \text{ liefert } n-1 \text{ Gleichungen}$$

3.) Kirchhoff'sche Regel in jedem Knotenpunkt $K_{i,j} \Leftrightarrow$

$$I_{j,k} w + I_{j-1,k} s = I_{j,k+1} w + I_{j,k} s \text{ liefert } (m-1) \cdot (n-1) \text{ Gleichungen}$$

Abb. 29

Netzwerk Ohm'scher Widerstände zur Berechnung der Gleichstrom-Verteilung in Modellen, deren Ausdehnung deutlich kleiner ist als der Induktionsraum bei den ausgewerteten Perioden. Die 3 genannten Bedingungen liefern die zur Berechnung der Unbekannten, das sind die an den einzelnen Widerständen anfallenden Potentialdifferenzen $U_{j,k}$, nötigen Gleichungen. Das Gesamtpotential U_g zwischen linkem und rechtem Rand wird normiert.

berechnet. Durch die Berechnung optimaler Randwerte an den Gebietsgrenzen, durch Überlappung der Gebiete und durch das Einführen von Gewichts-Verteilungen kann der durch die gebietsweise Berechnung des Modells entstehende Fehler auch bei Modellen mit starken Kontrasten in der Widerstands-Verteilung kleiner als 5% gehalten werden. Da auch die Leitfähigkeits-Verteilung in der Natur nicht mit größerer Genauigkeit bekannt ist, wurde auf eine Verfeinerung der Lösung, z. B. durch anschließende Iterationen, verzichtet.

Um optimale Werte für die Gebietsgrenzen zu erhalten, wird zunächst das gesamte Modell mit $m * n$ Gitterpunkten zu einem Modell mit $10 * 10$ Gitterpunkten zusammengezogen. Bei der Kontraktion (vgl. Abb. 30) gehen jeweils $m/10 * n/10$ Widerstände des ursprünglichen Modells in einen Widerstand des $10 * 10$ Punkte Modells über. Dabei werden die Gesetze der Parallel- und Hintereinanderschaltung von Widerständen angewandt.

Das ursprüngliche Modell wird dann in Bezirke von je $5 * 5$ Widerständen unterteilt. Für alle waagrechten Verbindungen, die durch Bezirksgrenzen hindurchgehen, werden die dort bestehenden Potentiale (Summe aller links davon liegenden Potentialdifferenzen) aus dem $10 * 10$ Punkte Modell berechnet und gespeichert. Für alle senkrechten Verbindungen, die durch Bezirksgrenzen hindurchgehen, werden die dort durchtretenden Ströme gespeichert.

Abb. 30

Demonstration der Berechnung eines Modells von mehr als $10 * 10$ Gitterpunkten durch sukzessive Berechnung von überlappenden Teilmodellen mit $10 * 10$ Gitterpunkten. Das Ausgangsmodell mit $m * n$ Gitterpunkten wird in $m' * n'$ Bezirke von je $5 * 5$ Gitterpunkten aufgeteilt. Dann werden die 4 links oben liegenden Bezirke zu Teilmodell 1 zusammengefaßt und das Teilmodell wird berechnet. Die Werte an den Bezirksgrenzen werden gespeichert. Durch Verschieben um eine Bezirksbreite nach rechts wird Teilmodell 2 erzeugt und berechnet, usw. bis Teilmodell n' . Dann wird die nächste Zeile von Teilmodellen berechnet (Teilmodell $n'+1$ bis $2n'$), usw. bis zum letzten Teilmodell $m' * n'$. Das Ausgangsmodell muß nicht quadratisch sein, es muß aber sowohl m als auch n durch 5 teilbar

sein. Die erhaltenen Teillösungen werden zur Gesamtlösung zusammengefügt.

Um Anfangsrandwerte für die Teilmodelle an den Bezirksgrenzen zu erhalten, wird das Ausgangsmodell zunächst zu einem 10×10 Punkte Modell kontrahiert. Links unten sind 4 Gitterpunkte des kontrahierten Modells eingezeichnet (doppelte Linien). Sie umfassen im gewählten Beispiel je $3 \times 3 = m/10 \times n/10$ Gitterpunkte des Ausgangsmodells (dünne Linien). Daß die einzelnen Kästchen des kontrahierten Modells über Bezirksgrenzen hinweggehen, wird bei der Berechnung der Grenzwerte an den Bezirksgrenzen durch die Anwendung der Gesetze der Hintereinander- und Parallelschaltung von Widerständen berücksichtigt.

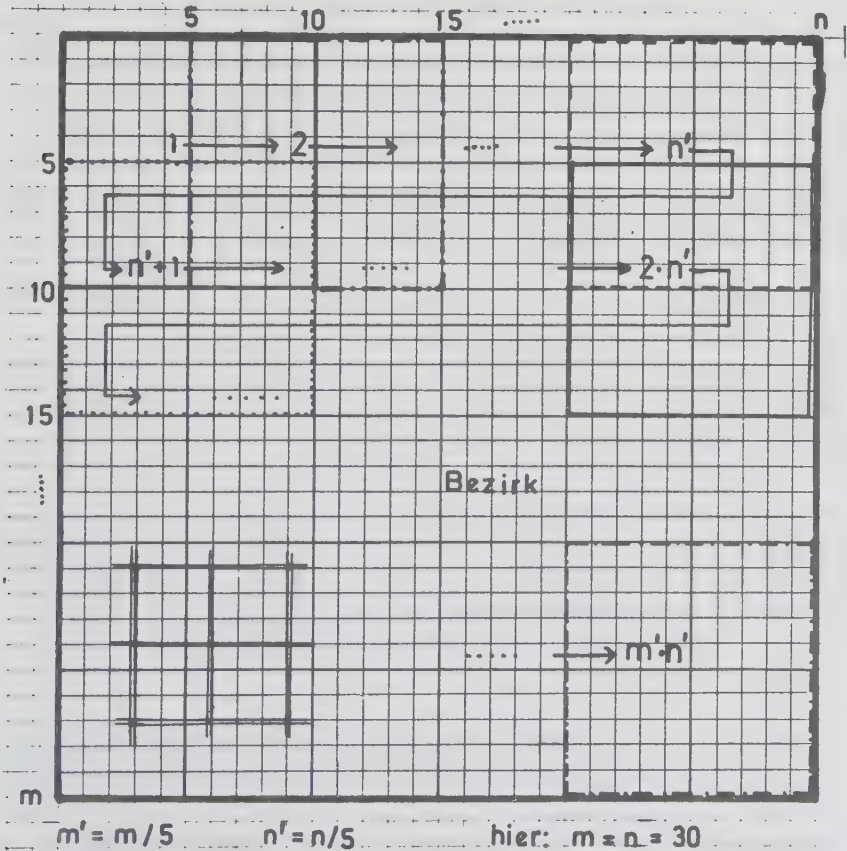


Abb. 30

Dann werden die 2×2 Bezirke ganz links oben, das sind die 10×10 links oben liegenden Widerstände des Ausgangsmodells, zu einem Teilmodell zusammengefaßt, und dieses Teilmodell wird berechnet. Als gesamte Potentialdifferenz zwischen linkem und rechtem Rand des Teilmodells werden die im kontrahierten Modell berechneten Potentiale an der 2. senkrechten Bezirksgrenze von links eingesetzt (Bedingung 1). Analog werden die durch die 2. waagrechte Bezirksgrenze von oben hindurchtretenden Ströme in Bedingung 2 berücksichtigt. Diejenigen Werte an den Bezirksgrenzen, die ihrer Position nach innerhalb des 1. Teilmodells liegen, werden durch die verbesserten Werte des 1. Teilmodells ersetzt.

Dann wird das Teilmodell gemäß Abb. 30 zeilenweise um je eine Bezirksbreite verschoben, bis es die rechte untere Ecke des Ausgangsmodells erreicht. Sämtliche Teilmodelle werden berechnet. Dabei werden die jeweils an den Bezirksgrenzen geltenden Randwerte in den Bedingungen 1 und 2 wie oben beschrieben berücksichtigt. Nach Berechnung des Teilmodells werden an die Abschnitte der Bezirksgrenzen, die innerhalb des berechneten Teilmodells liegen, die verbesserten Randwerte übergeben.

Die Lösungen, die man für die Teilmodelle erhält, überlappen sich. Diese Lösungen sind mit einem gewissen Fehler behaftet, da die für die einzelnen Teilmodelle aus dem kontrahierten Modell übernommenen Randwerte nur Näherungswerte sind. Der Fehler nimmt vom Rand des einzelnen Teilmodells zu dessen Zentrum hin ab. Daher wurden die in einem Teilmodell berechneten Lösungen mit einer in der Mitte maximalen, nach außen hin abklingenden Gewichtsfunktion multipliziert. Die sich überdeckenden, bewichteten Lösungen wurden aufsummiert. Am Schluß wurden die Lösungen durch die Summe ihrer Gewichte geteilt. Auf diese Weise konnten die durch die gebietsweise Lösung des Modells injizierten Fehler gering gehalten werden.

Der Fehler wurde getestet, indem Modelle mit bestimmten, vorgegebenen Symmetrieeigenschaften berechnet wurden. Diese Symmetrieeigenschaften müssen auch in der Lösung enthalten sein, da das Stromsystem im Modell ja umkehrbar sein muß. Abweichungen von den vorgegebenen Symmetrieeigenschaften wurden als Fehler betrachtet.

Die Potentialdifferenz zwischen linkem und rechtem Rand möge geographisch gesehen eine EW Induktion repräsentieren. Legt man die Potentialdifferenz zwischen oberem und unterem Rand an, so entspräche dies einer NS Induktion. Durch die Berechnung beider Fälle erhält man also für jeden Modellpunkt (ein Modellpunkt wird im Netzwerk immer durch einen waagrechten und einen senkrechten Widerstand repräsentiert) nach folgendem Schema die 4 Werte l_{xx} , l_{xy} , l_{yx} und l_{yy} , wobei wieder die geographische Zuordnung waagrecht = EW, senkrecht = NS getroffen sei:

Gesamtpotentialdifferenz U_g = Induktion	Potentialdifferenzen an den einzelnen Widerständen	
	waagrecht = EW	senkrecht = NS
zwischen linkem und rechtem Rand = EW	l_{xx}	l_{xy}
zwischen oberem und unterem Rand = NS	l_{yx}	l_{yy}

Diese 4 Werte pro Modellpunkt werden zum Tensor L ! zusammengefaßt. Es sind die in Abb. 26, S. 91 dargestellten 4 Komponenten für die 3 Modelle des Röthelmooses.

Im Rechenprogramm wird der Übergang von der EW Induktion zur NS Induktion durch geeignete Drehung des Modells bewirkt. Dies war einfacher zu programmieren als die Drehung des Induktionspotentials, da keine Randbedingungen geändert werden mußten. Aus dieser Drehung des Modells resultiert die in Abb. 26 enthaltene Drehung der Koord.-Systeme. Zugunsten der optischen Klarheit der Abb. 26 wurde diese Drehung nicht rückgängig gemacht, da sonst die großen Werte im südlichen Teil des Modells wegen der perspektivischen Darstellung große Teile des restlichen Modells überdecken würden.

Überträgt man die in Abb. 29, S. 99 für die Modellrechnung eingeführten Bedingungen auf die Natur, so lauten diese:

1. Die Induktionswirkung wird in einem begrenzten Areal beschrieben durch ein Potential $\vec{U}$, an das folgende Bedingung geknüpft ist: $\vec{U}$ ist konservatives Potential $\Leftrightarrow \text{rot } \vec{U} = 0 \Leftrightarrow$ es gibt

keine in sich geschlossenen Feldlinien. Wegen dieser Bedingung muß das betrachtete Areal sehr viel kleiner als der Induktionsraum sein. Für das elektrische Feld $\vec{E}$ gilt: $\vec{E} = \text{grad } \vec{U}$.

2. An den Rändern des Areals gilt: $\frac{d\vec{U}}{dx} = 0$ bei Induktion in y-Richtung und $\frac{d\vec{U}}{dy} = 0$ bei Induktion in x-Richtung, d. h. die zur jeweiligen Induktionsrichtung senkrechten Feldkomponenten sind an Rändern des Areals 0.
3. innerhalb des Areals gilt für die Stromdichte $\vec{j}$: $\text{div } \vec{j} = 0$ (Kirchhoff'sches Gesetz verallgemeinert) und $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ (verallgemeinertes Ohm'sches Gesetz).

Die Berechnung der Feldverteilung im gegebenen Areal erfolgt getrennt für 2 orthogonale Komponenten des Potentials $\vec{U}$. Im Modell wird die Feldverteilung repräsentiert durch die Potentialdifferenzen $U_{j,k}$. Das Potential $\vec{U}$ wird so normiert, daß die berechneten Werte für das elektrische Feld relative Größen E/E_0 sind, d. h. sie beschreiben das Verhältnis von gestörtem elektrischem Feld bei inhomogener Leitfähigkeits-Verteilung zu ungestörtem elektrischem Feld bei homogener Leitfähigkeits-Verteilung. Die 4 Permutationen dieser relativen Feldänderungen werden, wie bereits dargestellt, zum lokalen Tensor $L!$ zusammengefaßt.

Bedingung 2 betrifft die Randwerte des Modells. Sie schränkt die senkrecht zum Modellrand fließenden Ströme ein. Diese müssen verschwinden, d. h. keine Ströme dürfen das Modell am oberen und unteren Rand bei waagrechter Induktion (linker und rechter Rand bei senkrechter Induktion) verlassen. Für die parallel zum Modellrand fließenden Ströme gibt es keine Einschränkung. Das hat den Vorteil, daß die Modelle nicht so groß gemacht zu werden brauchen, daß die Störungen durch die Anomalien in der Mitte des Modells am Rand vollkommen abgeklungen sind. Sind die Modellränder jedoch zu dicht an der Anomalie, dann führt die Bedingung, daß keine Ströme das Modell verlassen oder in das Modell eintreten dürfen, je nach Widerstandsverteilung zu einer Erhöhung oder Erniedrigung der Stromdichte gegenüber einem ausgedehnteren Modell und damit zu einer Änderung der Potentialdifferenzen $U_{j,k}$ in der Nähe des Randes.

Zur Demonstration wurde eine rechteckige Anomalie in verschiedenen Modellen mit wachsender Entfernung Anomaliegrenze - Modellrand berechnet. Das Beispiel ist in Abb. 31 dargestellt. Daraus folgt, daß die Modellausdehnung ausreichend ist, wenn das Modell doppelt so groß wie die Anomalie ist.

Die Betrachtung des Modells als Netzwerk Ohm'scher Widerstände hat eine gewisse Ähnlichkeit mit Modellrechnungen, die WRIGHT (1969) beschrieben hat. WRIGHT betrachtet seine Modelle als Netzwerk aus Ohm'schen Widerständen und Induktivitäten. Die Induktivitäten bewirken die Frequenzabhängigkeit des Modells. Unter Anwendung interner Randbedingungen wird ein Differential-Gleichungssystem aufgestellt. Dieses hat formale Ähnlichkeit mit den Differentialgleichungen, die die Übertragung von Wechselströmen in Leitungen beschreiben (transmission line analogy). Durch Parametersubstitution kann die Lösung der Wechselstromübertragung verwendet werden. Da die von mir zu berechnenden Modelle zu den lokalen Effekten keine frequenzabhängigen Größen enthalten, habe ich keinen Gebrauch von der transmission line analogy gemacht.

Die hier numerisch durchgeführte Berechnung eines Modells aus Ohm'schen Widerständen hat MEUNIER (1976) experimentell durchgeführt. Zur Interpretation von Schlumberger-Sondierungen bei 3-dimensionaler Leitfähigkeitsverteilung hat MEUNIER ein 3-dimensionales Modell aus verschiedenen Ohm'schen Widerständen zusammengesetzt und die an den einzelnen Widerständen anfallenden Spannungen (Potentialdifferenzen) gemessen.

D 3.2 Allgemeine Aussagen zu den lokalen Effekten

An Hand der bisher demonstrierten Modelle sollen nun noch einige allgemeine Aussagen über die lokalen Effekte formuliert werden.

Das beschriebene Modell als Netzwerk Ohm'scher Widerstände muß natürlich nicht einen Horizontalschnitt in der x,y-Ebene repräsentieren, es kann ebenso einen Vertikalschnitt in der x,z- oder y,z-Ebene repräsentieren. Das ist immer dann angebracht, wenn lokale Anomalien eine laterale Ausdehnung haben, die deutlich größer

ist als ihre Mächtigkeit, oder wenn sie annähernd 2-dimensional sind, wie das z. B. meistens bei Flußältern der Fall ist. Da das Modell 2-dimensional ist, wird es am zweckmäßigsten immer so orientiert, daß diejenige Achse, entlang derer die Leitfähigkeit am wenigsten variiert, senkrecht zur Modellebene steht. Bei einem Flußtal z. B. wird die Modellebene senkrecht zum Streichen des Tales gestellt, da wegen der Stetigkeitsbedingungen für die zum Streichen parallele Feldkomponente die räumlichen Variationen der zum Tal parallelen E-Feld-Komponente am geringsten sind.

Steht das Modell vertikal, so bildet der obere Modellrand die Erdoberfläche. Die Randbedingung, daß keine Ströme durch den oberen Modellrand hindurchtreten dürfen, entspricht dann exakt den Randbedingungen an der Erdoberfläche in der Natur. Die Verteilung der Potentialdifferenzen in der obersten Zeile von Widerständen gibt dann die normierte Verteilung des elektrischen Feldes an der Erdoberfläche parallel zur Modellebene wieder.

Abb. 31

Dieselbe Anomalie (senkrecht schraffiert) in 4 Modellen (1 - 4) mit wachsendem Abstand Modellgrenze (dicke Linien) - Anomalie. Die spezifischen Widerstände sind: $S_{\text{Umgebung}} = 100$, $S_{\text{Anomalie}} = 10 \text{ Ohm} \cdot \text{m}$ (gut leitende Anomalie in schlecht leitender Umgebung). Es ist das Verhältnis gesamte Modellgröße / Größe der Anomalie

- = 7 : 5 bei Modell 1
- = 10 : 5 bei Modell 2
- = 15 : 5 bei Modell 3
- = 20 : 5 bei Modell 4.

Es ist nur die obere Hälfte des Modells dargestellt. Das Modell ist spiegelbildlich zur Grundlinie.

Für die Mittelzeile des Modells sowie für die verschiedenen Randzeilen sind die berechneten Werte E/E_0 für ein waagrechtes Stromsystem dargestellt. Die verschiedenen Symbole gehören zu den verschiedenen Modellen und sind bei den Modellnummern erklärt.

Die Abb. zeigt, daß innerhalb der Anomalie bereits beim kleinsten Modell (1) brauchbare Ergebnisse erzielt werden. Lediglich am Rand unterscheiden sich die Werte deutlich von denen der größeren Modelle. Die Ergebnisse der Modelle 2, 3 und 4 sind bereits sehr ähnlich. Das Modell braucht also nur etwa die doppelte Ausdehnung der Ano-

malie selbst zu haben, da für die horizontalen Widerstände keine einschränkenden Randbedingungen eingeführt wurden. Das Ergebnis würde noch günstiger ausfallen, wenn eine schlecht leitende Anomalie in gut leitender Umgebung gewählt worden wäre.

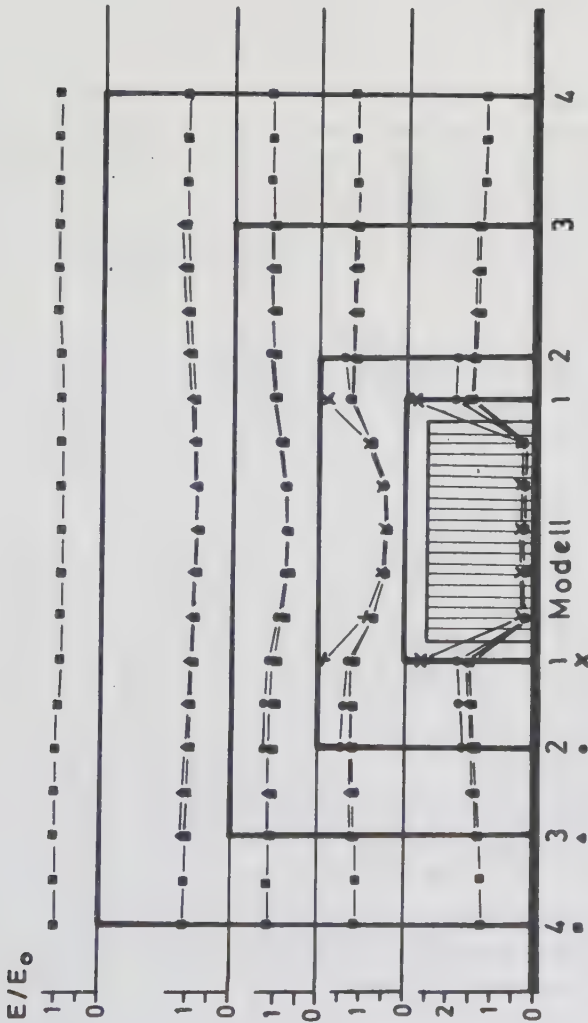


Abb. 31

In Abb. 32 sind zwei Beispiele für Modelle in der x, z -Ebene dargestellt. Modell 1 stelle ein U-förmiges Tal (Gletschererosion), Modell 2 ein V-förmiges Tal (Wassererosion) dar. Beide Täler sind mit Sedimenten gefüllt. Im unteren Teil der Abb. ist das Verhältnis E/E_0 entlang der Erdoberfläche senkrecht zum Streichen der Täler dargestellt. Aus dem Vergleich dieser beiden Modelle sowie aus dem Vergleich der in Abb. 31 dargestellten Modelle lassen sich die 3 folgenden Aussagen ableiten:

1. Bei flachen Störkörpern, d. h. bei Störkörpern, deren Mächtigkeit deutlich geringer ist als deren laterale Ausdehnung, ist die Störung des elektrischen Feldes am Rand am größten und nimmt wegen der Bedingung, daß die horizontalen E-Feld-Komponenten an der Sohle des Störkörpers stetig sein müssen (E-Feld-Komponenten parallel zur Grenzfläche), zur Mitte hin ab.
2. Bei einem nicht flachen Störkörper, wie z. B. bei dem in Abb. 32 dargestellten, mit Sedimenten gefüllten V-Tal, tritt dieser Effekt nicht ein. Die Geometrie des V-Tales bewirkt, daß die Störungen des E-Feldes in der Mitte des Tales genauso groß sind wie am Rand.
3. Die lokalen Effekte hängen nicht von der absoluten Größe der lokalen Anomalie, sondern ausschließlich von der geometrischen Form und dem Leitfähigkeits-Kontrast der Anomalie ab. Alle Störkörper, die durch affine Abbildung, d. h. durch bloßes Vergrößern oder Verkleinern, ineinander überführbar sind, bewirken ebendieselbe Störung des E-Feldes (die Meßposition muß natürlich in die affine Abbildung mit einbezogen werden). Bei genügend großen Perioden (Gleichstromfall) bedeutet dies, daß ein Sedimentbecken von 4 km Breite und 500 m Tiefe dieselben Störungen des E-Feldes bewirkt wie ein gleichgeformtes, mit Sedimenten gefülltes Bachtal von 400 m Breite und 50 m Tiefe (entsprechend kurze Meßstrecke und gleicher Leitfähigkeits-Kontrast vorausgesetzt).

Diese Aussage läßt sich auch mit Hilfe von Abb. 31 begründen. Da in die Modelle keine absoluten Längen, sondern nur Längenverhältnisse eingehen, kann die sukzessive Vergrößerung des

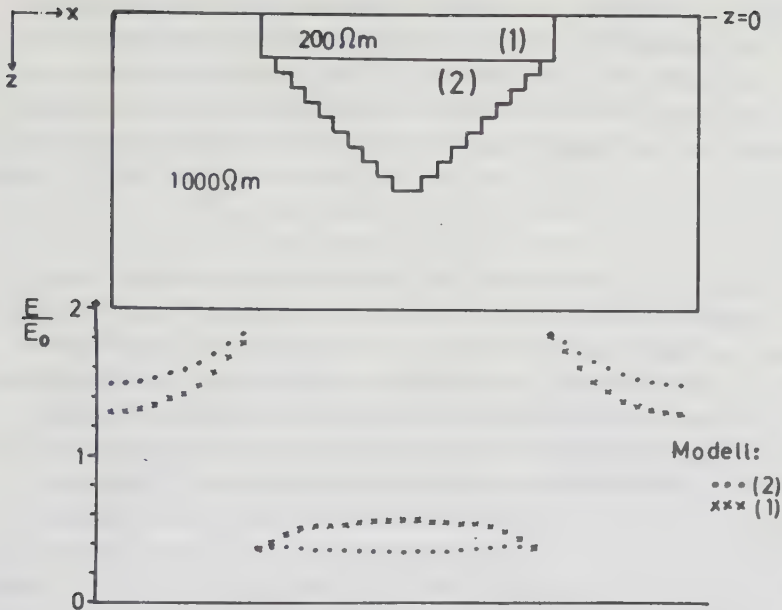


Abb. 32

Beispiel zweier Modelle, die einen Vertikalschnitt in der x , z -Ebene darstellen. Modell 1 stelle ein U-förmiges Tal (Gletschererosion), Modell 2 ein V-förmiges Tal (Wassererosion) dar. Beide Täler sind mit Sedimenten gefüllt.

Im unteren Teil sind die für die Erdoberfläche ($z = 0$) berechneten relativen Amplitudenverhältnisse E/E_0 (gestörtes / ungestörtes E-Feld) für das Stromsystem senkrecht zum Streichen dargestellt. Beim flachen U-förmigen Tal nehmen die Störungen des E-Feldes wegen der Bedingung, daß die horizontale E-Feld-Komponente an der Sohle des Tales stetig sein muß, zur Mitte hin ab. Beim V-Tal wird diese Abnahme durch die geometrische Form des Tales verhindert.

Da im Modell keine absoluten Längen, sondern nur Längenverhältnisse enthalten sind, gelten die dargestellten Werte E/E_0 für alle Modelle, die durch affine Abbildung aus dem gegebenen Modell erzeugt werden können, solange die Eindringtiefe der Felder sehr viel größer als die Breite der Talstrukturen ist.

Modells ebenso als sukzessive Verkleinerung der Anomalie bei konstanter Größe des Gesamtmodells aufgefaßt werden. Ein Vergleich von E/E_0 -Werten verschiedener Modelle, d. h. verschiedener Größe der Anomalie, an gleicher Position bestätigt sofort obige Aussage. Ständige Voraussetzung dabei ist, daß alle Modelle sehr viel kleiner als der Induktionsraum sind.

Ein Beispiel für ein Modell, das einen Horizontalschnitt in der x,y-Ebene darstellt, ist bereits bei den 3 für das Röthelmoos berechneten Modellen (Abb. 26 S. 91) gegeben. Solche Modelle sind bei nicht flachen Störkörpern zu empfehlen. Die Integrations-tiefe bei der Bestimmung der Widerstands-Verteilung im Modell ist der Größe der zu berechnenden Strukturen anzupassen. Während die durch die nicht flachen Strukturen des mittleren Stockwerks (Formationen der nördlichen Kalkalpen) bedingten Änderungen des E-Feldes im Modell sehr gut angenähert wurden, war dies bei der flachen Struktur der Seetone nicht der Fall, da bei einem Modell in der x,y-Ebene die von den Stetigkeitsbedingungen an der Sohle bei einem flachen Körper bewirkten Verminderungen der Störungen zur Mitte hin nicht berücksichtigt werden. Zur Berechnung des Effektes der Seetone allein wäre ein Modell, das einen Vertikal-schnitt darstellt, geeigneter. Zur Einbeziehung aller geologischer Strukturen im Röthelmoos wurde jedoch ein Modell, das einen Horizontalschnitt darstellt, vorgezogen.

Die Erkenntnisse über die lokalen Effekte könnten den Eindruck erwecken, daß diese eine zuverlässige Interpretation magnetotellurischer Daten überhaupt vereiteln. Derart drastisch ist die Situation jedoch nicht. Es gibt viele Beispiele für erfolgreiche Anwendung der Magnetotellurik. So wurde z. B. Magnetotellurik in der norddeutschen Tiefebene (LOSECKE, WAGENITZ 1976), im Rheingraben (HAAK 1970) und im Nördlinger Ries (WIESNER 1974) durchgeführt, ohne daß kleinräumige Störungen des E-Feldes, die nicht von der zu untersuchenden Struktur selbst herrührten, beobachtet wurden. FOURNIER (1975) hat im Pariser Becken das Differenzfeld von zwei einige Kilometer voneinander entfernten Stationen direkt registriert (telemetrische Datenübertragung). Die Intensität des Differenzfeldes betrug weniger als 4% der Gesamtintensität und ist auf leichtes Einfallen der Sedimentbasis

zurückzuführen. Diesen Beispielen ist gemeinsam, daß sich die E-Feld-Stationen in Gebieten großräumiger Sedimentation, d. h. in Gebieten mit sehr flachen (laterale Ausdehnung sehr viel größer als Mächtigkeit) geologischen Strukturen befanden. In solchen Gebieten können die lokalen Effekte vernachlässigt werden.

Große Vorsicht bei der Interpretation magnetotellurischer Daten ist aber geboten in geologisch sehr heterogenen Gebieten wie z. B. in jungen Orogenen. Hier muß den lokalen Effekten Rechnung getragen werden. Das kann auf verschieden Weise geschehen:

1. In bestimmten günstigen Fällen können vereinfachende Annahmen über die Leitfähigkeits-Verteilung möglich sein. Dann können durch geeignete Methoden die lokalen Effekte von der gesuchten Information getrennt werden, wie es z. B. LARSEN (1975) gemacht hat.
2. Durch Zuhilfenahme zusätzlicher Information über die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit nahe der Erdoberfläche. Als Informationsquelle bieten sich geologische Maßstabsblätter und Schlumberger-Sondierungen an. Durch Modellrechnungen können die lokalen Effekte dann aus den magnetotellurischen Daten eliminiert werden. Ein solches Verfahren wurde in diesem Kapitel beschrieben. Da bei sehr komplizierten Leitfähigkeits-Verteilungen die Information darüber für die Modellrechnung meist unzureichend ist bzw. nur mit sehr großem Aufwand erhalten werden kann, bietet sich diese Methode hauptsächlich für einfachere, klar abgegrenzte geologische Strukturen wie z. B. mit Sedimenten gefüllte Flußtäler an.
3. Durch Anlegen eines genügend engmaschigen Stationsnetzes. In einem Stationsnetz können die großräumigen Variationen von den lokalen Effekten getrennt werden. Ein einziges Profil reicht jedoch zur Trennung nicht aus; es müssen mindestens 2 parallele Profile angelegt werden. Dies wird im nächsten Kapitel dieser Arbeit demonstriert. Da dieses Verfahren letztlich auf eine Mittelung hinausläuft, hängt die Qualität des Ergebnisses von der Anzahl und Verteilung der Stationen ab.

4. Durch Ausdehnung des registrierten Periodenbereichs zu sehr kurzen Perioden hin. Diese läßt aber nicht in jedem Fall lokale Effekte erkennen. In einer rotationssymmetrischen Struktur z. B. kommt es auch bei langen Perioden nicht zu einer Divergenz der beiden Äste $\mathcal{G}_s y$ und $\mathcal{G}_s x$, einer $\mathcal{G}_s$ -Kurve, sondern die beiden Äste sind wie im Fall ebener Schichtung gleich, da beide Äste um denselben Betrag parallel zur $\mathcal{G}_s$ -Achse verschoben sind. Bei nicht rotations-symmetrischer Leitfähigkeits-Verteilung kann man am Aufspalten der $\mathcal{G}_s$ -Kurve in 2 Äste zwar erkennen, daß lokale Effekte vorhanden sind, man kann aber daraus nicht den Betrag der Verschiebung ableiten, da beide Äste bei derselben Periode um verschiedene Beträge verschoben werden können. Die Verschiebungen hängen von der Konfiguration der Leitfähigkeits-Verteilung, die man ja nicht kennt, ab. Die Ausdehnung des Periodenbereichs zu kurzen Perioden hin ist besonders in Verbindung mit Punkt 3 (Stationsnetz) zu empfehlen. Durch Abschätzen des Induktionsraumes und durch Vergleich der $\mathcal{G}_s$ -Kurven benachbarter Stationen mit überlappenden Induktionsräumen ist eine Aussage über die Leitfähigkeits-Verteilung an der Erdoberfläche zu erhalten. Bei sehr heterogener Leitfähigkeits-Verteilung ist es wünschenswert, daß der Induktionsraum der kürzesten registrierten Perioden von der Größenordnung der Länge der Sondenstrecken ist. Man hat dann den Fall, daß die Induktionsräume der verschiedenen Stationen bei den kürzesten registrierten Perioden getrennt sind und sich zu längeren Perioden hin zu überlappen beginnen. Durch Vergleich benachbarter Stationen kann dann unterschieden werden zwischen lateralen Effekten und Effekten, die von der Änderung der elektrischen Leitfähigkeit mit der Tiefe herrühren.

. Durch Vermeiden oder zumindest Verminderung der lokalen Effekte bereits bei der Registrierung:

- a) Durch geeignetes Aussuchen des Stationsortes. Wie bei Punkt 1 der Beschreibung der lokalen Effekte gezeigt wurde, ist die lokale Störung bei flachen Störkörpern am Rand maximal und nimmt zur Mitte hin ab. Ist man gezwungen, eine Station in der Nähe eines Störkörpers aufzubauen, so ist es bei flachen Störkörpern besser, die Station nicht

an deren Rand, sondern in deren Mitte aufzubauen. Die Störung des E-Feldes ist dort am geringsten.

- b) Durch Verwendung von langen Sondenstrecken bei sehr kleinräumiger heterogener Leitfähigkeits-Verteilung an der Erdoberfläche, da dann bereits in der Sondenstrecke über die Störungen gemittelt wird. Dieser Mittelwert ist jedoch von der geometrischen Anordnung abhängig. Exakt richtig ist der Mittelwert nur, wenn die über die Sondenstrecke gebildete integrierte Leitfähigkeit (Integration hier in horizontaler Richtung) gleich ist der über den Induktionsraum gebildeten integrierten Leitfähigkeit, (Integration wieder in horizontaler Richtung). Diese Bedingung wird natürlich nur selten exakt erfüllt sein. Auf jeden Fall führt aber die Mittelung zu einer starken Verringerung der lokalen Effekte.

Ein Spezialfall der lokalen Effekte ist der Topographie-Effekt. Dieser wurde von BEBLO (1974) in den Felber Tauern untersucht. Trotz der starken Hangneigungen in den Felber Tauern war dort der Topographie-Effekt deutlich kleiner als die von der lokalen Leitfähigkeits-Verteilung bewirkten lokalen Effekte. Der Topographie-Effekt bewirkt eine Erhöhung der Stärke des elektrischen Feldes in den Talböden, eine Erniedrigung auf den Höhen. Folglich gibt es in mittleren Höhenlagen einen "Nulldurchgang" des Topographie-Effektes. Da in den nördlichen Kalkalpen die Hangneigungen kleiner sind als in den Felber Tauern, und da die Stationen des östlichen Profiles vorwiegend in mittleren Höhenlagen aufgestellt wurden, kann bei den vorliegenden Messungen der Topographie-Effekt vernachlässigt werden.

In Gebieten mit heterogener Leitfähigkeits-Verteilung ist eine Verbindung von Magnetotellurik und erdmagnetischer Tiefensondierung auf jeden Fall vorteilhaft. Das magnetische Feld wird von den lokalen Anomalien nicht beeinflusst. Dies folgt aus dem Prinzip der Minimalisierung der Energie. Man könnte vergleichsweise von einer integrierenden Wirkung des magnetischen Feldes und von einer differenzierenden Wirkung des elektrischen Feldes sprechen. Ein Modell ist dann als positiv zu bewerten, wenn es sowohl die Meßergebnisse der Tiefen-

sondierung als auch diejenigen der Magnetotellurik hinreichend gut interpretiert. Die Absolutwerte der großräumigen Strukturen eines Modells könnten dann aus den Meßwerten der Tiefensondierung bestimmt werden, während die "Feinstrukturen" des Modells aus den Daten der Magnetotellurik abgeleitet werden könnten, denn durch die lokalen Effekte geht, wie ausführlich gezeigt wurde, der "Skalenfaktor" für die Bestimmung der Absolutwerte des Modells verloren, während die relativen Änderungen der Leitfähigkeits-Verteilung deutlich erkennbar bleiben. Dieser Skalenfaktor für die Daten der Magnetotellurik wäre dann durch die aus den Daten der Tiefensondierung berechneten Modellparameter gegeben. Andererseits eignet sich das elektrische Feld wegen seiner "differenzierenden Wirkung" hervorragend zur Kartierung von Grenzflächen, die mit einer Änderung der elektrischen Leitfähigkeit verbunden sind, sowie zur Bestimmung von relativen Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit auch bei kleinräumigen Strukturen.

Unter Anwendung dieser Erkenntnisse über die lokalen Effekte sollen nun die an den beiden NS-Profilen über den morphologischen Alpenrand erhaltenen Ergebnisse dargestellt und interpretiert werden.

E Darstellung und Interpretation der Ergebnisse

E 1 Diskussion der Vorzugsrichtungen

Die am einfachsten aus den Registrierungen ableitbare Größe ist die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes an der betreffenden Station. Die Verteilung der Vorzugsrichtungen verschiedener Stationen ermöglicht erste qualitative Aussagen über die Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund. Wegen der in Abb. 3 (S. 19) erläuterten Randbedingungen stehen in einer Struktur mit 2-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung die Vorzugsrichtungen im guten Leiter parallel, im schlechten Leiter senkrecht zum Streichen. Folglich ist am Übergang Molasse-Sedimente (guter Leiter) - Nördliche Kalkalpen (schlechter Leiter; vgl. Abb. 15 (S. 66), ρ_s nach Schlumberger) eine Drehung der Vorzugsrichtungen zu erwarten.

Diese Erwartung erfüllen die gemessenen Vorzugsrichtungen (Darstellung der Vorzugsrichtungen in Abb. 4 und 5 (S. 23, 24)) nicht, sondern sie sind bis auf einzelne Ausnahmen auch südlich des morphologischen Alpenrandes innerhalb der Nördlichen Kalkalpen etwa parallel zum Streichen der Alpen. Erst etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes erfolgt eine Drehung der Vorzugsrichtungen, so daß sie etwa senkrecht zum Streichen der Alpen sind. Diese Drehung 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes kann durch 2 Annahmen erklärt werden:

1. Im Bereich vom morphologischen Alpenrand bis etwa 10 km südlich davon sind die Nördlichen Kalkalpen ähnlich gut leitend, wie die Molasse-Sedimente.
2. Die Kalkalpen selbst sind im fraglichen Bereich geringmächtig und von gut leitendem Material ähnlicher Mächtigkeit wie im Alpenvorland unterlagert.

Da die 1. Annahme den Ergebnissen der Schlumberger-Sondierungen widerspricht, verbleibt nur die 2. Annahme als Erklärung. Auf Grund der geologischen Gegebenheiten liegt es nahe, das gut leitende Material unter den Kalkalpen als Molasse-Sedimente, Flysch und evtl. Helvetikum anzusprechen.

Daß die Vorzugsrichtungen kein sehr einheitliches Bild bieten, sondern von Station zu Station etwas gedreht sind, wird durch die lokalen Effekte (diese wurden im vorigen Kapitel beschrieben) bewirkt.

So liegt z. B. die Station RAI, an der die Vorzugsrichtung ähnlich orientiert ist wie an den südlichen Stationen, am Rande eines Härtlings aus Hauptdolomit, der inselartig aus den ihn umgebenden Sedimenten der Tiroler Ache herausragt (vgl. Abb. 4 und Abb. 5, S. 23, 24). Bei der Registrierung war die EW Sondenstrecke parallel zur Grenze Härtling - Talsediment ausgelegt, während die NS Sondenstrecke senkrecht dazu auf dem Härtling ausgelegt war. Wegen dieser geometrischen Anordnung wird die NS Komponente durch den schlecht leitenden Härtling mehr verstärkt als die EW Komponente, was zu der beobachteten Drehung der Vorzugsrichtung an der Station RAI führt.

Auffallend ist auch die Drehung der Vorzugsrichtungen im Kössener Trog und in dessen Umgebung. Der Kössener Trog ist die muldenförmige Struktur, die sich von Reit im Winkl über Kössen nach Westen hinzieht. Wie 2 Bohrungen in der Nähe von Kössen zeigen, ist diese Mulde bis zu einer Tiefe von mindestens 800 m mit gut leitenden tertiären Sedimenten angefüllt (FRITZ 1971). Wegen seiner großen lateralen Ausdehnung und der Mächtigkeit seiner Sedimente bildet der Kössener Trog eine Struktur, die im Übergangsbereich zwischen Induktionsanomalie und lokaler Anomalie liegt. Der induktive Anteil überwiegt bei den kurzen registrierten Perioden und nimmt zu den langen Perioden hin ab. Dadurch bewirkt der Kössener Trog eine periodenabhängige Drehung der Vorzugsrichtungen, wie es in Abb. 4 und 5 dargestellt ist.

Dagegen ist die Vorzugsrichtung bei denjenigen Stationen, die genügend weit vom Kössener Trog entfernt sind, mit Ausnahme der nördlichsten Stationen FEL und WES, nicht periodenabhängig. Als Beispiel zeigt Abb. 33 die Vorzugsrichtungen an den Stationen FEL, HIW und MAS sowie die "Vorzugsrichtung" des Magnetfeldes als Funktion der Periode. Die "Vorzugsrichtung" des Magnetfeldes ist diejenige Orientierung des x_0', y_0' -Koord.-Systems, bei der die beiden horizontalen Komponenten des Magnetfeldes minimal kohärent sind.

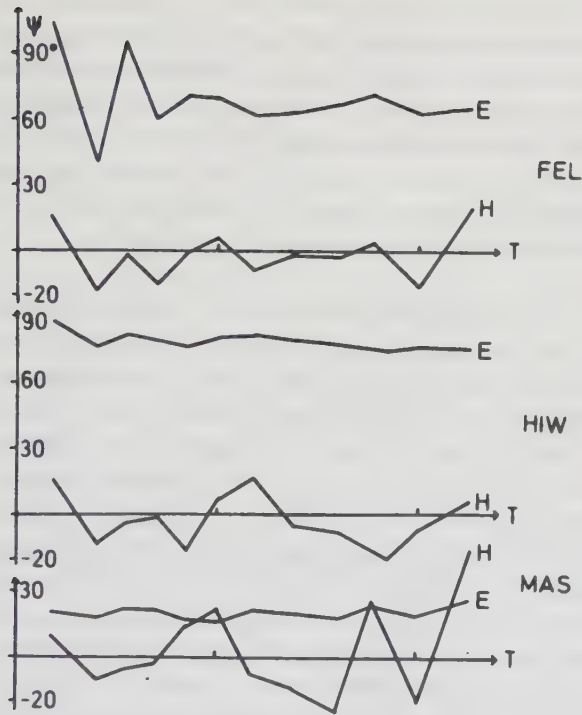


Abb. 33

Die Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes an den Stationen FEL, HIW und MAS und die "Vorzugsrichtungen" des Magnetfeldes für die zu den ausgewählten Registrier-Intervalle des elektrischen Feldes stationsweise zeitgleichen Intervalle des Magnetfeldes. An der Station FEL ist die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes bei den kurzen Perioden bis ca. 70 sec periodenabhängig. Die Periodenabhängigkeit ähnelt derjenigen der "Vorzugsrichtung" des Magnetfeldes. Bei längeren Perioden und an den Stationen HIW und MAS ist die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes nicht von der Periode abhängig, d. h. hier wird die Vorzugsrichtung nur von der Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund bestimmt. Die Zählung erfolgt von Nord = 0 positiv im Uhrzeigersinn.

Bei 1-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilungen sind die Vorzugsrichtungen von elektrischem und magnetischem Feld um 90° gegeneinander gedreht und zeigen dieselbe Periodenabhängigkeit. Dies ist bei den 3 dargestellten Beispielen nicht der Fall, sondern die Vorzugsrichtungen des elektrischen und magnetischen Feldes sind "entkoppelt". Daraus folgt, daß die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes nicht vom Magnetfeld, sondern von der Leitfähigkeits-Verteilung im Untergrund bestimmt wird.

Lediglich an den Stationen FEL und WES (hier nicht dargestellt) zeigt sich bei den kurzen registrierten Perioden bis ca. 70 sec eine Parallelität in der Periodenabhängigkeit der Vorzugsrichtungen von elektrischem und magnetischem Feld, d. h. eine Abhängigkeit der Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes vom Magnetfeld. Das ist ein Indiz dafür, daß hinsichtlich des Induktionsraumes der kurzen Perioden bis ca. 70 sec an der Station FEL keine starken lateralen Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit vorhanden sind, während hinsichtlich des Induktionsraumes der längeren Perioden solche angenommen werden müssen. Berechnet man nach der Formel für die Eindringtiefe (B19) näherungsweise die Ausdehnung s des Induktionsraumes, so erhält man für $\rho = 10 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ und $T = 70 \text{ sec}$ $s = 13 \text{ km}$. Nimmt man also $10 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ als spezifischen Widerstand der Molasse-Sedimente an, so ist in einem Abstand von 13 km von FEL eine starke Änderung der Leitfähigkeit in lateraler Richtung zu erwarten. Geht man von der Station FEL 13 km nach Süden, so kommt man gerade in das Gebiet, in dem die systematische Drehung der Vorzugsrichtungen zu beobachten ist. Es ist also durch die Periodenabhängigkeit der Vorzugsrichtung an der Station FEL ein weiteres Indiz für die Änderung der Leitfähigkeit etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes gegeben.

Zusammen mit der Vorzugsrichtung ist in Abb. 4 (S. 23) an jeder Station die Richtung der maximalen Kohärenz, das ist die Richtung derjenigen Magnetfeld-Komponente, die das in Vorzugsrichtung fließende Stromsystem induziert, eingezeichnet. Da das Magnetfeld von lokalen Effekten frei ist, ergeben die Richtungen maximaler Kohärenz ein einheitlicheres Bild als die Vorzugsrichtungen. Bei den nördlichen Stationen bis ca. 10 km südlich des morpho-

logischen Alpenrandes ist die Richtung maximaler Kohärenz unabhängig von den lokalen Strukturen annähernd senkrecht zum Streichen der Alpen. Etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes findet eine einheitliche Drehung der Richtung maximaler Kohärenz etwa in die NE-SW Richtung statt. Diese Drehung ist periodenunabhängig, mit Ausnahme der Stationen, die sich im Kössener Trog oder in dessen unmittelbarer Nähe befinden, was die induktive Wirkung des Kössener Troges zeigt. So liefern die Richtungen maximaler Kohärenz ebenfalls ein Indiz dafür, daß starke laterale Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit nicht am morphologischen Alpenrand, sondern etwa 10 km südlich davon vorhanden sind. Es liegt nahe, diesen Bereich starker lateraler Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit als Südgrenze der Molasse-Sedimente zu deuten.

E 2 1-dimensionale Modelle für FEL und SEG

Für die nördlichste Station FEL sowie für die Station SEG, die in den Kalkalpen mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes liegt, wurden nach der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Inversionsmethode 1-dimensionale Modelle berechnet. Für die Auswahl dieser beiden Stationen waren 2 Kriterien maßgebend:

1. Die Streuung der ϑ_s -Kurven sollte möglichst gering sein.
2. Die Stationen sollten möglichst weit von der Zone starker lateraler Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit, die etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes zu vermuten ist, entfernt sein. Eine sollte nördlich, eine südlich davon liegen.

Bedingung 1 trifft für beide Stationen zu. Bedingung 2 trifft nur für FEL zu. Wie gezeigt wurde (KEMMERLE 1971), betragen die von der lateralen Änderung der elektrischen Leitfähigkeit an der vermuteten Südgrenze der Molasse-Sedimente bewirkten Änderungen der $\vartheta_{s,y}$ -Kurve (E-Polarisation) von FEL etwa 5 %. Die $\vartheta_{s,y}$ -Kurve von FEL kann also in guter Näherung durch 1-dimensionale Modelle interpretiert werden.

Mit erheblich größeren Fehlern belastet ist dagegen ein 1-dimensionales Modell für die Station SEG. Da keine zu FEL äqui-

valente Station südlich der vermuteten Molasse-Südgrenze existiert, wurde dennoch, zum Vergleich mit FEL und um Anfangswerte für ein 2-dimensionales Modell zu erhalten, ein 1-dimensionales Modell für die Station SEG, die Bedingung 2 nur schlecht erfüllt, berechnet.

Die aus dem Inversions-Verfahren erhaltenen Modelle für die beiden Stationen sind in Abb. 34 dargestellt. Die Phasenkurven wurden wegen ihrer großen Streuung bei kurzen Perioden nicht verwendet, denn die ϑ_s - und Phasenwerte der kurzen Perioden bestimmen wegen des Skin-Effektes die Parameter des Modells, die die Schichten nahe der Erdoberfläche beschreiben. Gerade die Schichten nahe der Erdoberfläche sollten aber durch die Modelle möglichst gut interpretiert werden. Die Streuung der Phasenkurven bei kurzen Perioden hätte sich dabei nachteilig ausgewirkt.

Bei FEL ergibt sich eine Mächtigkeit des guten Leiters an der Erdoberfläche (Molasse-Sedimente?) von insgesamt 5.7 km. Der gute Leiter wird unterteilt in 2 Schichten: eine obere, 3.6 km mächtig mit 8.8 Ohm.m, und eine untere, 2.1 km mächtig mit 3.1 Ohm.m. Die Aufteilung in diese 2 Schichten erfolgt, um den steilen Anstieg der ϑ_s -Kurve bei ca. 100 sec zu erklären. Unterhalb des guten Leiters folgt ein schlechter Leiter (kristallines Grundgebirge?), 68 km mächtig mit 3000 Ohm.m. In 73 km Tiefe nimmt der spezifische Widerstand auf 30 Ohm.m ab. Es handelt sich hier offenbar um diejenige gut leitende Schicht, die in ca. 80 km Tiefe auch in anderen Teilen Mitteleuropas, z. B. im Rheingraben (REITMAYR 1974, WINTER 1973, HAAK 1970), unter dem Molassebecken und unter den Alpen (BERKTOLD 1974, BEBLO 1974) gefunden wurde. Der registrierte Periodenbereich reicht nicht aus, die Unterkante dieser gut leitenden Schicht zu erfassen, da die ϑ_s -Kurve an ihrem langperiodischen Ende keinen Anstieg zeigt.

Da die gemessenen ϑ_s -Werte streuen, ist die Inversion nicht so eindeutig, wie die erhaltenen Modellgrößen suggerieren, sondern es besteht ein gewisser "Spielraum". So kann die gemessene ϑ_s -Kurve ebenso gut durch das in Klammern angegebene Modell interpretiert werden. Jedoch besitzt das in Klammern angegebene Modell dieselben wesentlichen Merkmale wie das zuerst angegebene Modell: Aufteilung des guten Leiters in 2 Schichten, wobei die untere

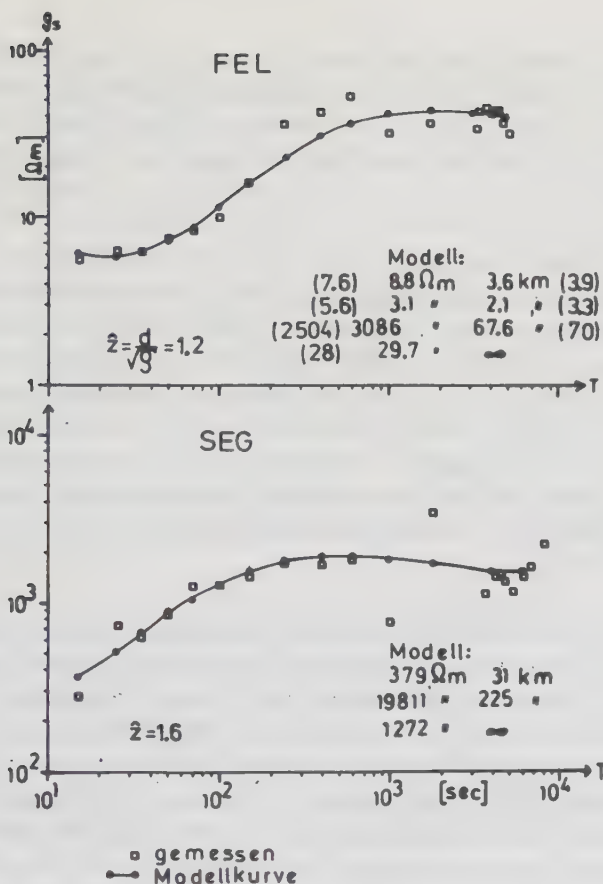


Abb. 34

$\mathcal{G}_{s,y}$ -Kurven ($\mathcal{G}_s$ "parallel" zur Vorzugsrichtung) von FEL (nördlichste Station, nördlich des morphologischen Alpenrandes gelegen) und SEG (südlich der vermuteten Südgrenze der Molasse-Sedimente gelegen) mit 1-dimensionalen Modellen, die mit Hilfe eines Inversionsverfahrens berechnet wurden. Das Modell von FEL zeigt einen 5.7 km mächtigen guten Leiter (Molasse-Sedimente?) an der Erdoberfläche, der in 2 Schichten unterteilt ist. Darunter befindet sich ein schlechter Leiter (kristallines Grundgebirge?), dem in ca. 80 km Tiefe ein guter Leiter folgt.

Das Modell von SEG zeigt keine gute Leitfähigkeit an der Erdoberfläche. Die Schichtmächtigkeiten unterscheiden sich wesentlich von denjenigen von FEL. Das dürfte auf eine Verfälschung des Modells durch laterale Effekte zurückzuführen sein.

besser leitend ist. Der spezifische Widerstand ist bei beiden Schichten höher als beim 1. Modell; demzufolge sind auch die Mächtigkeiten größer. Die Gesamtmächtigkeit des guten Leiters beträgt 7.2 km. Darunter folgt wieder ein schlechter Leiter und in ca. 80 km Tiefe wieder eine Schicht mit guter Leitfähigkeit.

Es ist naheliegend, den guten Leiter geologisch als Molasse-Sediment anzusprechen, wobei sowohl die Sedimente der ungefalteten als auch der gefalteten Molasse gemeint sind. Bohrlochmessungen in der Bohrung Bergen 1 zeigten jedoch, daß auch der Flysch einen geringen spezifischen Widerstand von ca. 10 Ohm·m besitzt (GANNS 1956). Da das im Meßgebiet vorkommende Helvetikum und Ultrahelvetikum dem Flysch faziell sehr ähnlich ist, ist anzunehmen, daß auch das Helvetikum einen geringen spezifischen Widerstand besitzt. Somit sind Flysch und Helvetikum ebenfalls dem guten Leiter zuzuordnen.

Offen ist noch die geologische Deutung der Unterkante des guten Leiters. Die Molasse-Sedimente sind unterlagert von den auf der Schwäbischen und Fränkischen Alb zutage tretenden Schichten der Kreide, des Juras und Keupers. Die Frage ist nun, ob die Unterkante des guten Leiters im Modell geologisch als die untere Begrenzung der Molasse-Sedimente oder als die untere Begrenzung des Keupers zu interpretieren ist. Mit anderen Worten: Sind die Schichten der Kreide, des Juras und Keupers dem guten oder dem schlechten Leiter zuzuordnen?

Bei verschiedenen Tiefbohrungen, z. B. Anzing 3 (KÖWING, KRAUS, RÜCKERT 1968) und Markdorf 2 (BLOHM, HOMILIUS 1974) wurden die Schichten der Kreide, des Juras und Keupers durchteuft und Bohrlochmessungen durchgeführt. Die spezifischen Widerstände von Kreide, Jura und Keuper schwanken zwischen 200 und 8 Ohm·m. Bei der Bohrung Miesbach 1 wurde in der Kreide in einer 100 m mächtigen Schicht ein spezifischer Widerstand von ca. 100 Ohm·m, in einer 200 m mächtigen, darunterliegenden Schicht dagegen nur ein solcher von 1.5 - 4 Ohm·m gemessen. (Diese noch unveröffentlichten Daten von der Bohrung Miesbach 1 wurden mir freundlicherweise von der Fa. Preussag AG überlassen.) Für Jura und Keuper liegen von dieser Bohrung leider keine Meßwerte vor. Diese Bohr-

lochdaten zeigen, daß die Schichten der Kreide, des Juras und Keupers im Modell dem guten Leiter zuzuordnen sind. Somit entspricht die Oberkante des schlechten Leiters im Modell der Oberkante des kristallinen Grundgebirges im Meßgebiet.

Die sehr gute Leitfähigkeit von Kreide, Jura und Keuper ist überraschend, da diese Einheiten sowohl eine den Molasse-Sedimenten gegenüber deutlich erhöhte Geschwindigkeit der seismischen Wellen besitzen, als auch dort, wo sie auf der Alb zutage treten, einen wesentlich höheren spezifischen Widerstand haben. Ihr spezifischer Widerstand ist dort in der Größenordnung von 100 Ohm·m (BEBLO 1976). Vermutlich wird die gute Leitfähigkeit dieser Schichten unterhalb der Molasse-Sedimente durch Sättigung mit salinaren Gebirgswässern bewirkt, während die Schichten im Bereich der Alb, wo sie zutage treten, kein salinares Wasser enthalten.

Die bei der Bohrung Miesbach 1 für die Molasse-Sedimente erhaltenen spezifischen Widerstände schwanken zwischen 15 und 5 Ohm·m bei der gefalteten Molasse (0 - 2300 m) und zwischen 12 und 2 Ohm·m bei der ungefalteten Molasse (2300 - 5150 m). Sie nehmen jeweils von oben nach unten ab. Diese Abnahme des spezifischen Widerstandes mit der Tiefe wird durch eine mit der Tiefe zunehmende Salinarität der Gebirgswässer bewirkt. Im allgemeinen nimmt bei den Sedimenten der spezifische Widerstand mit wachsender Tiefe wegen der Verringerung des Porenraumes zu.

Die Abnahme des spezifischen Widerstandes der Molasse-Sedimente mit der Tiefe bestätigt die mit der Inversion der $\mathcal{S}_{s,y}$ -Kurve von FEL erhaltene Unterteilung des guten Leiters des Modells in 2 Schichten, deren untere besser leitend ist. Eine feinere Unterteilung des guten Leiters im Modell und eine Zuordnung der Modellparameter zur geologischen Schichtenabfolge ist jedoch bei den vorliegenden Meßdaten nicht möglich, da keine qualitativ guten Daten bei genügend kurzen Perioden vorliegen. Das kurzperiodische Ende der erhaltenen $\mathcal{S}_s$ -Kurven liegt bei 10 sec. Bei einem spezifischen Widerstand von 10 Ohm·m entspricht eine Periode von 10 sec bereits einer Eindringtiefe von 5 km. Zu einer feineren Unterteilung des guten Leiters wäre also

eine Erweiterung des Periodenbereichs der g_s -Kurven zu kurzen Perioden hin nötig. Für die gesamte Mächtigkeit des guten Leiters, d. h. für die Mächtigkeit der Schichten der Molasse und des Mesozoikums zusammen, ergeben sich bei den Modellen für die Station FEL Werte zwischen 5.7 und 7.2 km.

Deutlich unterschieden von den Modellen für die Station FEL ist das Modell für die Station SEG. Da die Station SEG nicht genügend weit von der vermuteten Südgrenze der Molasse-Sedimente, die 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes liegen dürfte, entfernt ist, ist die $g_{s,y}$ -Kurve von SEG nicht frei von lateralen Effekten. Bei der Interpretation durch 1-dimensionale Modelle verfälschen diese Effekte die Tiefenverteilung des spezifischen Widerstandes, ähnlich wie es in Abb. 25 (S. 87) gezeigt wurde. Das Modell für die Station SEG hat daher nicht dieselbe Aussagekraft wie die Modelle für die Station FEL. Die wesentliche Aussage des Modells von SEG besteht darin, daß es keine gut leitende Schicht nahe der Erdoberfläche enthält, d. h. daß unterhalb der Station SEG keine gut leitenden Sedimente - oder wenn, dann nur mit geringer Mächtigkeit - zu vermuten sind. Vermutlich reichen hier die nördlichen Kalkalpen bis zum kristallinen Grundgebirge. Ob sie noch von relativ gering mächtigen mesozoischen Schichten unterlagert sind, kann durch dieses Modell nicht entschieden werden.

E 3 Anwendung des $g^*(z^*)$ -Verfahrens

Auf die in Abb. 10 - 13 (S. 56 - 63) dargestellten g_s - und Phasenkurven wurde das in Abschnitt 2.1 beschriebene $g^*(z^*)$ -Verfahren (SCHMUCKER 1969) angewandt. Das Verfahren liefert eine 1. Näherung an die Widerstands-Tiefen-Funktion. Als Beispiel sind in Abb. 35 die $g^*(z^*)$ -Kurven der Stationen BRG - SEB des östlichen Profils dargestellt. Um die Streuung der $g^*(z^*)$ -Kurven zu verringern, wurden die in Abb. 10 - 13 dargestellten g_s - und Phasenkurven geglättet. Diskrete Werte der geglätteten Kurven wurden dann zur Berechnung von $g^*(z^*)$ verwendet. Es wurden stets die $g_{s,y}$ - und f_y -Kurven (g_s und Phase "parallel" zur Vorzugsrichtung) verwendet.

Man erkennt in Abb. 35 eine deutliche Aufteilung der $g^*(z^*)$ -Kurven in 2 Gruppen:

Gruppe 1 umfaßt die Kurven der Stationen BRG, SBA und URS, die nördlich bzw. weniger als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes liegen. Die $g^*(z^*)$ -Kurven dieser Stationen "verharren" bei kleinen Werten von g^* und z^* , d. h. sie weisen auf einen guten Leiter nahe der Erdoberfläche hin.

Gruppe 2 umfaßt die Kurven der mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes liegenden Stationen WEI, WMA und SEB. Die $g^*(z^*)$ -Kurven dieser Stationen besitzen deutlich größere Anfangswerte von g^* und z^* und erreichen deutlich größere Schwerpunkstiefen z^* als die Kurven der Gruppe 1. Die Kurven von Gruppe 2 weisen nicht auf gute Leitfähigkeit nahe der Erdoberfläche hin.

Da in der mathematischen Herleitung des $g^*(z^*)$ -Verfahrens 1-dimensionale Leitfähigkeits-Verteilung vorausgesetzt wird, diese Voraussetzung bei den vorliegenden Profilen aber nicht zutrifft, dürfen die $g^*(z^*)$ -Kurven nur als sehr grobe Näherung an die wahre $g(z)$ -Funktion (Widerstands-Tiefen-Funktion) betrachtet werden. Dennoch zeigen diese Kurven sehr eindrucksvoll die relativen Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit sowohl mit der Tiefe als auch, durch Vergleich der Kurven mehrerer Stationen, in lateraler Richtung.

Die Ortsabhängigkeit von g^* zeigt sich deutlicher in der in Abb. 36 gewählten Darstellungsform. In dieser Abb. sind Linien mit konstantem g^* als Funktion des Ortes und der Schwerpunkstiefe z^* für beide Profile dargestellt. Man erkennt bei beiden Profilen deutlich den Molassetrog im Norden als muldenförmige Struktur mit geringen Werten von g^* . Etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes enden die Linien mit kleinem g^* an der Erdoberfläche. Noch weiter südlich gibt es keine Linien mit kleinen g^* -Werten mehr.

So liefert auch das $g^*(z^*)$ -Verfahren durch den räumlichen Verlauf der Linien mit konstantem g^* einen deutlichen Hinweis auf das rasche Auskeilen der Molasse-Sedimente etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes. Beide Profile zeigen im Bereich des Molassetroges ein leichtes Einfallen der Linien mit

konstantem g^* nach Süden, was als entsprechendes Einfallen der Molasse-Basis nach Süden hin gedeutet werden kann.

Deutlich verschieden sind die absoluten $g^*(z^*)$ -Werte der beiden Profile. Die Werte des westlichen Profils sind deutlich kleiner als die des östlichen Profils. Dies ist auf die Niveauverschiebungen der g_s -Kurven durch lokale Effekte zurückzuführen. Da das westliche Profil dem Tal der Tiroler Ache folgt, bewirken die stellenweise mehr als 200 m mächtigen Talsedimente eine Verringerung der g_s -Werte und damit auch eine Verringerung der g^* - und z^* -Werte. Die Verzerrungen der g^* -Verteilung durch die lokalen Effekte sind, wie im vorigen Kapitel dargestellt, nicht von der Periode abhängig.

Diesen periodenunabhängigen Verzerrungen der g^* -Verteilung sind periodenabhängige Effekte überlagert, die davon herrühren, daß die mathematische Voraussetzung der 1-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung nicht erfüllt ist. Diese Effekte sind klein im Vergleich zu den lokalen Effekten.

Abb. 35

$g^*(z^*)$ -Kurven der Stationen des östlichen Profils. Die $g^*(z^*)$ -Werte wurden für folgende Perioden berechnet: 20 (minimales z^*), 30, 50, 70, 100, 200, 400, 600, 1000, 2000 (maximales z^*) sec. Es wurden geglättete g_s - und Phasenkurven verwendet.

Es sind deutlich 2 Gruppen zu erkennen:

Gruppe 1 umfaßt die nördlich und weniger als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes liegenden Stationen BRG, SBA und URS (geschlossene Symbole). Die Kurven dieser Stationen zeigen einen guten Leiter nahe der Erdoberfläche an. Die Kurven "verharren" bei kleinen Werten von g^* und z^* .

Gruppe 2 umfaßt die mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes liegenden Stationen WEI, WMA und SEB (offene Symbole). Bei den Kurven dieser Stationen ist kein guter Leiter nahe der Erdoberfläche zu erkennen. Insgesamt größere Werte für g^* und z^* als bei Gruppe 1.

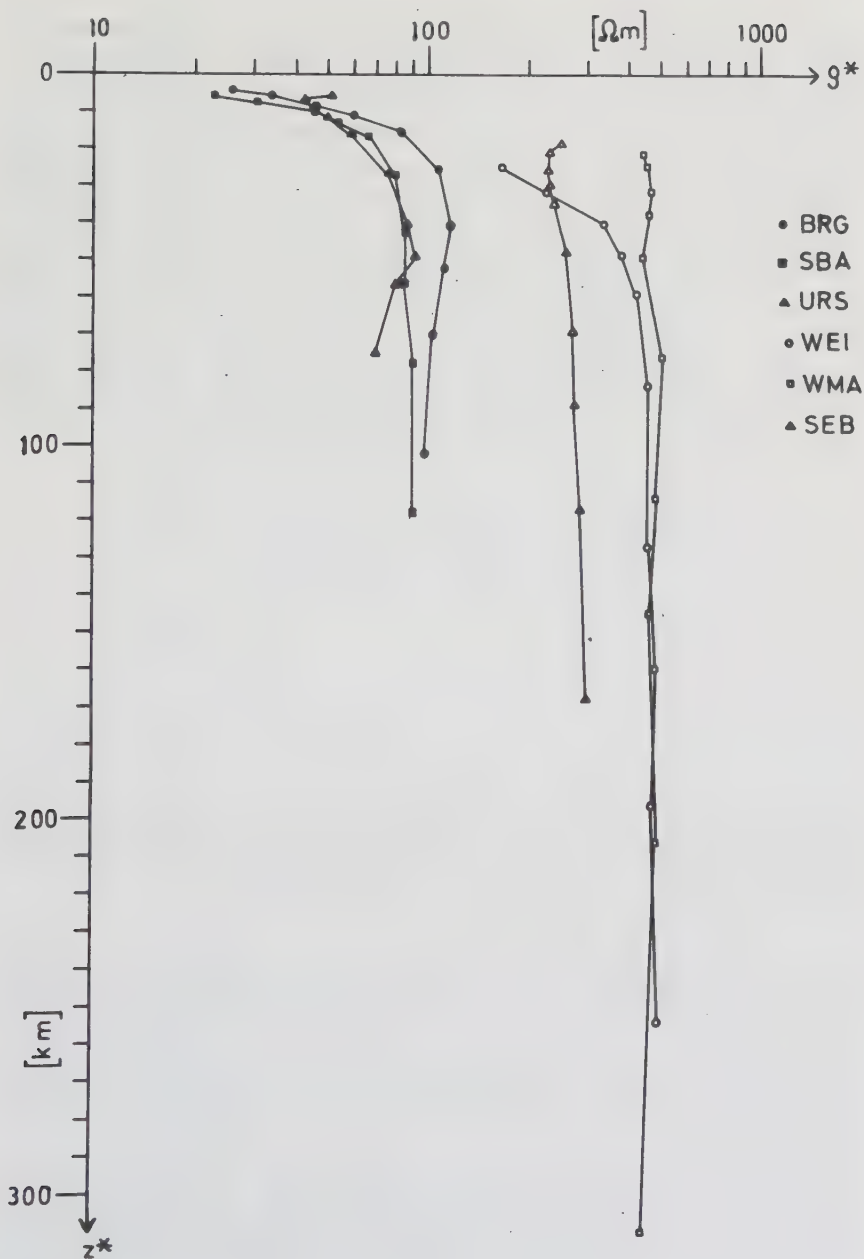


Abb. 35

Somit ist die räumliche Verteilung von $g^{\#}$ eine verzerrte Abbildung der räumlichen Verteilung des spezifischen Widerstandes. Daher können aus der vorliegenden Abb. keine absoluten Modellparameter abgeleitet werden. Dagegen zeigt die Abb. sehr eindrucksvoll die starke laterale Zunahme des spezifischen Widerstandes nach Süden hin etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes. Daraus ist zu schließen, daß die Molasse-Sedimente in diesem Bereich innerhalb einer kurzen Strecke nach Süden hin auskeilen oder zumindest sehr stark ausdünnen. Eine zweite Möglichkeit der Interpretation wäre, daß der spezifische Widerstand der Molasse-Sedimente innerhalb einer kurzen Strecke nach Süden hin sehr stark zunimmt. Diese Möglichkeit halte ich aber wegen der Ergebnisse der genannten Tiefbohrungen, insbesondere der Bohrung Miesbach 1, für sehr unwahrscheinlich.

Abb. 36

Linien mit konstantem $g^{\#}$ als Funktion der Profilstrecke x und der Schwerpunktstiefe $z^{\#}$. Links ist das westliche, rechts das östliche Profil (vgl. Abb. 4, S. 23) dargestellt. x_1 kennzeichnet die Lage des morphologischen Alpenrandes.

Als beliebiger Nullpunkt der x -Achse wurde die Position der Station FEL gewählt. FEL ist die nördlichste Station des westlichen Profils. Dieser Nullpunkt wurde parallel zum Streichen der Alpen auf das östliche Profil projiziert. Ebenso wurde die Position der einzelnen Stationen auf das jeweilige Profil projiziert.

Die Abb. zeigt den Molassetrog als muldenförmigen, guten Leiter im Norden mit starkem Auskeilen etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes. Wegen lokaler Effekte sind die Absolutwerte der $g^{\#}$ -Verteilung beider Profile deutlich verschieden. Dagegen zeigen beide Profile deutlich die starke laterale Änderung von $g^{\#}$ etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes.

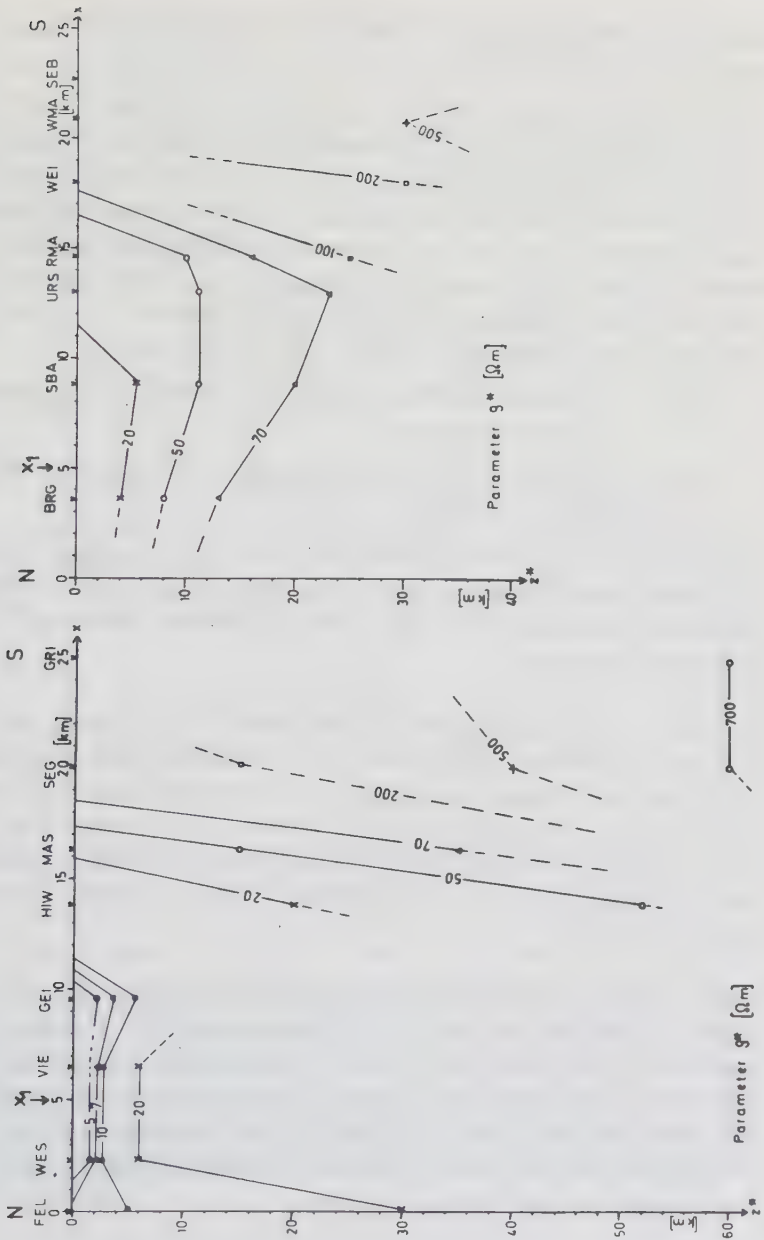


Abb. 36

E 4 E-Polarisation und H-Polarisation mit Modellen

Durch das Streichen einer 2-dimensionalen Struktur ist eine bestimmte Richtung, eben die Richtung des Streichens, vorgegeben. Das kartesische Koord.-System (x,y,z) sei so orientiert, daß seine y -Achse parallel zum Streichen, seine x -Achse senkrecht dazu gerichtet ist. Nur in diesem Koord.-System können die Maxwell'schen Differential-Gleichungen in 2 voneinander unabhängige Gleichungs-Systeme aufgespalten werden. Die Feldgleichungen werden beschrieben durch die Komponenten

E_y, H_x, H_z im Fall der E-Polarisation (Stromsystem parallel zum Streichen),

E_x, E_z, H_y im Fall der H-Polarisation (Stromsystem senkrecht zum Streichen),

Die übrigen Komponenten sind jeweils 0. Bei der Berechnung 2-dimensionalen Modelle werden die beiden Fälle E- und H-Polarisation im genannten (x,y,z) -Koord.-System unabhängig voneinander berechnet.

Bei ideal 2-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung sind die bei der Auswertung gefundenen Koord.-Systeme der minimalen (x',y',z) und maximalen (x'_0,y'_0,z) Kohärenz parallel bzw. um 90° gegen das (x,y,z) -Koord.-System des Streichens gedreht, da in einer 2-dimensionalen Struktur die Vorzugsrichtung im guten Leiter parallel, im schlechten Leiter senkrecht zum Streichen steht.

In diesem Fall ist die Zuordnung der gemessenen g_s - und Phasenwerte zu den Fällen der E- und H-Polarisation eindeutig. Es entspricht im guten Leiter die y' -Komponente (diese ist parallel zur Vorzugsrichtung) der E-Polarisation, die x' -Komponente (diese ist senkrecht zur Vorzugsrichtung) der H-Polarisation; im schlechten Leiter dagegen die y' -Komponente der H-Polarisation und die x' -Komponente der E-Polarisation.

Ist die Leitfähigkeits-Verteilung nur annähernd 2-dimensional, d. h. sind einer 2-dimensionalen Leitfähigkeits-Verteilung lokale Anomalien überlagert, dann bewirken die lokalen Anomalien

lokale Drehungen der Vorzugsrichtung. Das (x', y', z) -Koord.-System der minimalen Kohärenz ist dann gegen das (x, y, z) -Koord.-System des Streichens gedreht. Die Zuordnung zu den Fällen der E- bzw. H-Polarisation erscheint nun nicht mehr eindeutig. Sie wird jedoch durch das (x_0', y_0', z) -Koord.-System der maximalen Kohärenz, das durch die lokalen Effekte nicht gedreht wird, eindeutig bestimmt.

Dies sei an einem qualitativen Beispiel veranschaulicht. Gegeben seien zwei 2-dimensionale Modelle (vgl. Abb. 37):

Modell 1: Ein schlechter Leiter begrenze einen guten Leiter auf einer Seite.

Modell 2: Wie Modell 1; im guten Leiter sei zusätzlich eine schlecht leitende lokale Anomalie. Die schlecht leitende Einlagerung sei sehr viel kleiner als der Induktionsraum.

Betrachtet sei das Stromsystem für den Fall der E-Polarisation.

Da die lokale Anomalie sehr viel kleiner ist als der Induktionsraum, kann sie selbst nicht induktiv wirken. Daher ist die induzierte Gesamtstrommenge und die mittlere Stromdichte in beiden Modellen gleich.

In Modell 1 fließen die Ströme stets parallel zum Streichen; in Modell 2 werden die Ströme in der Umgebung der lokalen Anomalie zu Richtungsänderungen gezwungen. Dies folgt aus dem Prinzip der Minimalisierung der Energie und aus der Bedingung $\text{div } \vec{j} = 0$. Da das elektrische Feld durch das verallgemeinerte Ohm'sche Gesetz linear mit der Stromdichte $\vec{j}$ verknüpft ist, ändert auch das elektrische Feld seine Richtung. Dabei sind die zeitlichen Variationen aller Strompfeile - und damit auch des elektrischen Feldes - im Induktionsraum gleich, da sie zeitgleich von den zeitlichen Änderungen der H_x -Komponente des Magnetfeldes induziert werden.

Im ungestörten Modell (1) sind die durch das Induktionsgesetz verknüpften Feldgrößen induzierte E-Feld-Komponente und induzierende Magnetfeld-Komponente orthogonal. Im Modell mit lokaler Anomalie (2) ändert die induzierte E-Feld-Komponente lokal ihre

Richtung, während die induzierende Magnetfeld-Komponente (äusserer Anteil) konstant ist. Da das Magnetfeld durch die lokalen Anomalien fast nicht beeinflusst wird, sind innerer und äusserer Anteil nahezu gleichgerichtet, d. h. die Richtung des Gesamtfeldes, das registriert wird, ist in guter Näherung gleich der Richtung des induzierenden Feldes. Durch die lokalen Effekte wird also die Orthogonalität zwischen induzierter E-Feld-Komponente und korrespondierender Magnetfeld-Komponente aufgehoben.

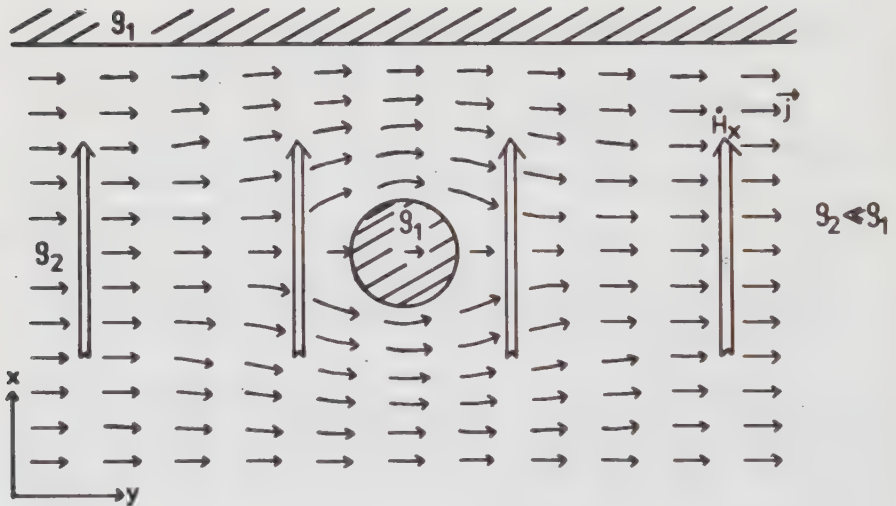


Abb. 37

Qualitativer Verlauf des von den zeitlichen Änderungen der Magnetfeld-Komponente H_x induzierten Stromes in einem 2-dimensionalen Modell mit einer lokalen Anomalie im guten Leiter für den Fall der E-Polarisation (Aufsicht auf die x,y-Ebene). Die lokale Anomalie ist sehr viel kleiner als der Induktionsraum. Die Abbildung erläutert, daß in der Umgebung der lokalen Anomalie die induzierte Komponente des elektrischen Feldes schiefwinklig zur korrespondierenden Komponente des Magnetfeldes (äusserer + innerer Anteil) ist.

Durch die Superposition der Fälle der H- und E-Polarisation können die Vorzugsrichtungen berechnet werden. Da aber die Stromdichte für den Fall der H-Polarisation sehr viel kleiner ist als für denjenigen der E-Polarisation (es tritt wesentlich weniger Strom in den schlechten Leiter ein als parallel dazu fließt), unterscheiden sich die Vorzugsrichtungen nur wenig von der Richtung der Strompfeile für den Fall der E-Polarisation.

Würde man in der Umgebung der Anomalie messen, so würde man als Vorzugsrichtung annähernd die Richtung des örtlichen Strompfeiles erhalten. An jedem Meßpunkt wäre aber die H_x -Komponente diejenige Magnetfeld-Komponente, die zu den zeitlichen Variationen des Strompfeiles maximal kohärent ist. Es wären also die Orientierungen der (x', y', z) -Koord.-Systeme (in diesen werden die örtlichen g_z - und Phasenkurven berechnet) in der Umgebung der Anomalie unterschiedlich, während an allen Orten einheitlich die H_x -Komponente die zur y' -Komponente des E-Feldes maximal kohärente Komponente des Magnetfeldes wäre.

Das entspricht genau den im Meßgebiet vorliegenden Ergebnissen: räumliche Variationen der Vorzugsrichtungen innerhalb kurzer Entfernungen, d. h. lokale Umlenkungen des induzierten Stromsystems, jedoch konstante Richtung der Magnetfeld-Komponente, die maximal kohärent ist zur E-Feld-Komponente parallel zur Vorzugsrichtung. Lediglich mit der systematischen Drehung der Vorzugsrichtung etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes ist eine Drehung der Richtung der maximalen Kohärenz verbunden. Eine Ausnahme hiervon bildet lediglich der Kössener Trog, da dieser wegen seiner Größe bei den kurzen Perioden des registrierten Periodenbereichs induktiv wirkt.

Da wegen der lokalen Anomalien die induzierte Komponente des elektrischen Feldes und die dazu maximal kohärente Komponente des magnetischen Feldes (innerer und induzierender äußerer Anteil) schiefwinklig zueinander sind, wurden die aus den Registrierungen gewonnenen Koord.-Systeme der minimalen und maximalen Kohärenz (Vorzugsrichtung) nicht gedreht, sondern die Zuordnung zum Fall der E- bzw. H-Polarisation wurde folgendermaßen vorgenommen: Im guten Leiter, d. h. nördlich und weniger als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes, wurde die y' -Komponente (par-

allel zur Vorzugsrichtung) der $\mathcal{G}_s$ - und Phasenkurven der E-Polarisation, die x' -Komponente (senkrecht zur Vorzugsrichtung) der H-Polarisation zugeordnet. Im schlechten Leiter dagegen, d. h. mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes, wurde die x' -Komponente der E-Polarisation, die y' -Komponente der H-Polarisation zugeordnet. Die Begriffe E- und H-Polarisation beziehen sich also auf das Streichen der südlichen Begrenzung des Molassetroges. Deren Streichen scheint im Meßgebiet parallel zum mittleren Streichen des morphologischen Alpenrandes zu sein.

Die räumlichen Variationen der $\mathcal{G}_s$ - und Phasenwerte aller Stationen sind für den Fall der E- und H-Polarisation für 3 bzw. 2 Perioden in Abb. 38 dargestellt. Dazu wurde die Position der Stationen parallel zum Streichen der Alpen auf das jeweilige Hauptprofil projiziert. Die Zuordnung der Kurvenäste zur E- bzw. H-Polarisation erfolgte in der oben beschriebenen Weise.

Qualitativ zeigen die $\mathcal{G}_s$ - und Phasenwerte beider Profile dieselben Ergebnisse:

1. Die nördlichen Stationen zeigen im Fall der E-Polarisation eine deutliche Periodenabhängigkeit. Bei den südlichen Stationen und im Fall der H-Polarisation ist die Periodenabhängigkeit gering.
2. Die Verteilung der $\mathcal{G}_s$ -Werte im Fall der E-Polarisation ist "glatt". Die Werte nehmen nach Süden hin leicht ab.
3. Im Fall der H-Polarisation zeigt sich ein starker Anstieg der $\mathcal{G}_s$ -Werte bei x_2 , 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes. Dagegen ist ein Anstieg der Werte am morphologischen Alpenrand (x_1) nicht zu erkennen.
4. Die Werte einiger Stationen sind durch lokale Effekte stark in Richtung der $\mathcal{G}_s$ -Achse verschoben. Diese Werte sind mit L markiert. Insbesondere zeigen die Stationen im Kössener Trog zu kleine Werte. Diese sind mit KT markiert.
5. Die Phasenwerte zeigen sowohl im Fall der E-Polarisation als auch der H-Polarisation nur geringe räumliche Variationen.

Diese räumlichen Variationen der $\mathcal{G}_s$ - und Phasenwerte sollen nun durch 2-dimensionale Modelle interpretiert werden. Dazu wurden

die 2 Profile durch Projektion parallel zum Streichen der Alpen zu einem Profil zusammengefaßt. Die durch lokale Effekte stark verschobenen Werte wurden dabei weggelassen.

Abb. 38

Die räumlichen Variationen der $\mathcal{G}_s$ - und Phasenwerte für die Perioden 1000, 100 ($\mathcal{G}_s$ und Phase) und 20 (nur $\mathcal{G}_s$) sec im Fall der E- und H-Polarisation entlang der beiden Hauptprofile (vgl. Abb. 4, S. 23). Wegen der großen Streuung wurden die Phasenwerte mancher Stationen nicht eingezeichnet. Aus den Streuungen der $\mathcal{G}_s$ - und Phasenkurven (vgl. Abb. 10 - 13, S. 56 - 63) wurde optisch die "Streubreite" der jeweiligen Kurve ermittelt. Diese "Streubreiten" sind in dieser Abb. dargestellt.

Die Position der einzelnen Stationen wurde parallel zum Streichen der Alpen auf das jeweilige Hauptprofil projiziert. x_1 bezeichnet den morphologischen Alpenrand; x_2 liegt 10 km südlich davon. Beim östlichen Profil (Abb. 38b) wurden die in Abb. 27 (S. 93) dargestellten reduzierten $\mathcal{G}_s$ -Werte des Röthelmoos-Profiles eingezeichnet. Dieses Profilstück ist mit RM bezeichnet. Es beinhaltet die Ergebnisse der 14 Stationen im Röthelmoos.

Die mit KT bezeichneten Stationen liegen im Kössener Trog. Wegen der gut leitfähigen Sedimente des Kössener Trogas sind die Werte dieser Stationen zu klein. Die Werte der mit L bezeichneten Stationen sind durch lokale Effekte in Richtung der $\mathcal{G}_s$ -Achse verschoben. Dazu gehört die Station RAI, die bereits bei der Beschreibung der Vorzugsrichtungen diskutiert wurde (Abschnitt E'1), sowie die Stationen KNO, LAU, FUW und FAH (östlichstes Profil), die am Grunde eines relativ engen, mit Schotter sehr variabler Mächtigkeit angefüllten Tales liegen.

Am morphologischen Alpenrand "tut sich nichts", dagegen steigen die $\mathcal{G}_s$ -Werte im Fall der H-Polarisation bei x_2 stark an. Die $\mathcal{G}_s$ -Werte der E-Polarisation sowie die Phasenwerte zeigen keine starken räumlichen Variationen.

Im Fall der H-Polarisation fügen sich die $\mathcal{G}_s$ -Werte des Röthelmooses gut in die Werte des östlichen Profiles ein. Im Fall der E-Polarisation zeigt sich eine gewisse Divergenz der Werte von Röthelmoos und Profil nach Süden hin.

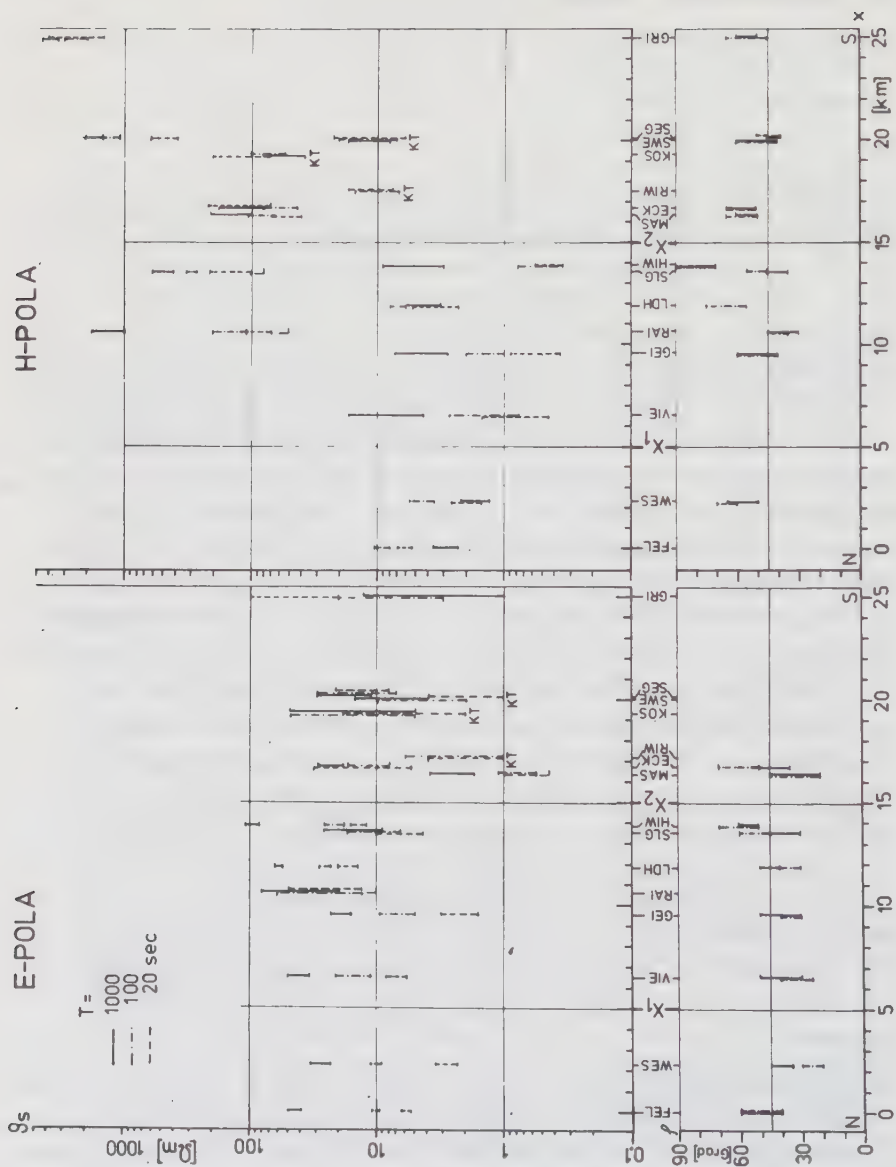


Abb. 38a Westliches Profil

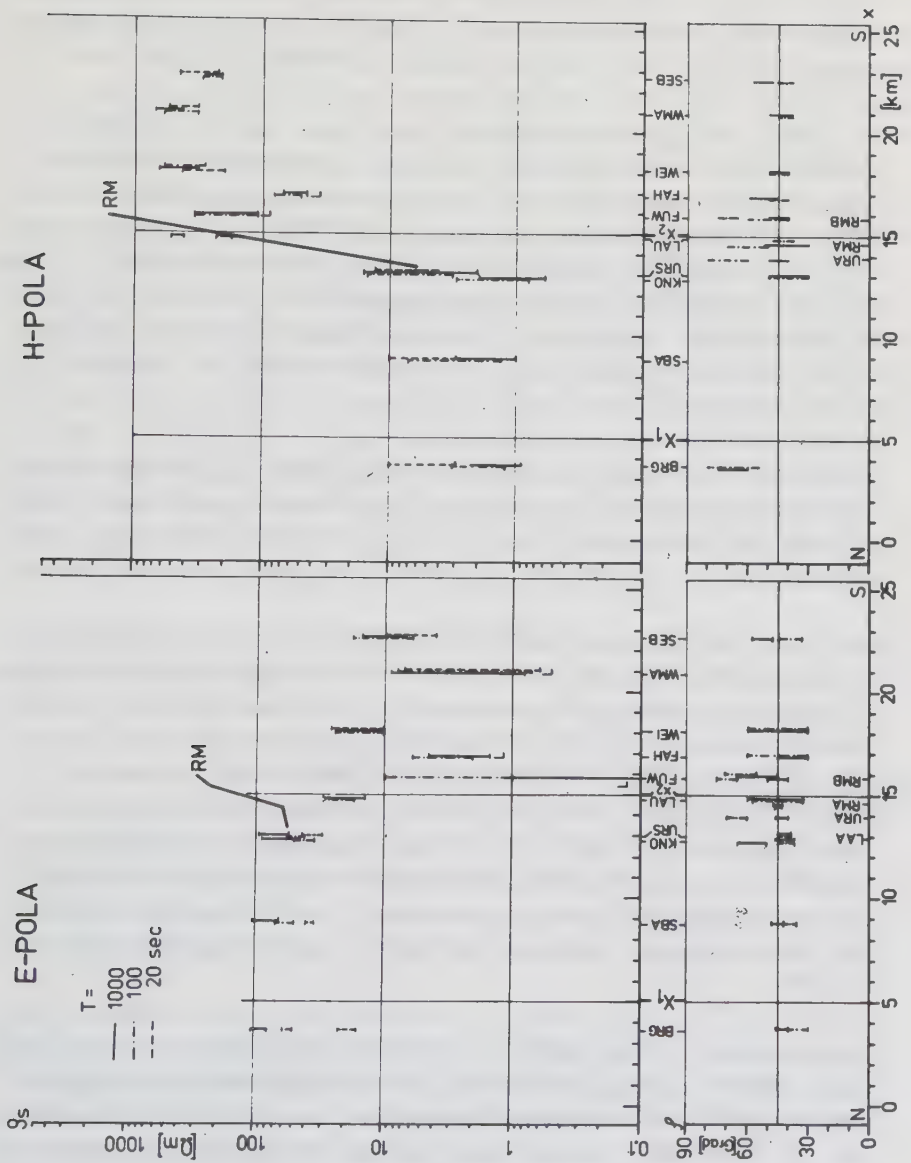


Abb. 38b Östliches Profil

In Abb. 39 sind die räumlichen Variationen der ϱ_s - und Phasenwerte entlang dieses Profiles für den Fall der H-Polarisation dargestellt. Die Werte werden verglichen mit den ϱ_s - und Phasenwerten, die für verschiedene Modelle berechnet wurden.

Im linken Teil der Abbildung ist eine Serie von 4 einfachen Modellen mit sich ändernder Südgrenze des Molasse-Troges dargestellt. Bei Modell 1 enden die 6 km mächtigen Molasse-Sedimente am morphologischen Alpenrand (X_1). Bei den Modellen 2 - 4 reichen die Molasse-Sedimente mit einer Mächtigkeit von 2, 4 bzw. 6 km bis 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes (X_2). Die Mächtigkeit der nördlichen Kalkalpen nimmt zwischen X_1 und X_2 entsprechend ab. Bei Modell 4 werden die Kalkalpen zwischen X_1 und X_2 sozusagen ignoriert.

Die beste Annäherung der berechneten ϱ_s - und Phasenwerte an die gemessenen zeigt sich bei den Modellen 3 und 4, jedoch ist besonders im Bereich zwischen X_1 und X_2 die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten ϱ_s -Werte nicht zufriedenstellend.

Eine bessere Übereinstimmung der berechneten und gemessenen ϱ_s -Werte wird bei den Modellen 5 - 8 (rechter Teil von Abb. 39) erreicht. Diese Modelle wurden aus Modell 3 abgeleitet. Die Molasse-Sedimente wurden entsprechend dem Ergebnis der Invertierung der ϱ_{sy} -Kurve von FEL in 2 Schichten unterteilt. Ebenso wurden die nördlichen Kalkalpen gemäß der räumlichen Verteilung der ϱ_s -Werte nach Schlumberger in 2 Bereiche mit unterschiedlichen spezifischen Widerständen unterteilt. Um die gemessenen kleinen ϱ_s -Werte zwischen X_1 und X_2 anzunähern, wurde die Mächtigkeit der Molasse-Sedimente in diesem Bereich vergrößert.

Da bei Modell 5 die berechneten ϱ_s -Werte südlich von X_2 zu groß sind, wurde bei den Modellen 6 - 8 zwischen den Kalkalpen und dem kristallinen Grundgebirge eine 0.5 km mächtige, gut leitende Schicht eingefügt. Durch Vergleich der für die Modelle 5 - 7 berechneten ϱ_s -Werte erkennt man die Auswirkung dieser Schicht auf die berechneten ϱ_s -Werte südlich von X_2 . Die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Werten zeigen die Werte von Modell 6. Es liegt nahe, diese Schicht geologisch als Fortsetzung des

Mesozoikums nach Süden zu interpretieren.

Da in den Modellen 5 - 7 unmittelbar südlich von X_1 die berechneten g_s -Werte größer sind als die gemessenen, wurde bei Modell 8 der an X_1 angrenzende Teil der nördlichen Kalkalpen schlechter leitend gemacht. Dadurch werden die g_s -Werte südlich dieses schlecht leitenden Streifens kleiner. Diese Aufteilung der nördlichen Kalkalpen in 3 Bereiche stimmt räumlich überein mit der Lage der 3 Decken der nördlichen Kalkalpen im Meßgebiet, die in Abb. 5 (S. 24) zu erkennen sind. Es hat somit den Anschein, daß sich die 3 im Meßgebiet befindlichen Decken der nördlichen Kalkalpen in ihrem mittleren spezifischen Widerstand unterscheiden, wobei die Allgäu- und Staufendecke einen hohen spezifischen Widerstand besitzen, während die dazwischen liegende Lechtal-Decke einen geringen spezifischen Widerstand besitzt. Da jedoch die Allgäu-Decke (nördlichste Decke) im Meßgebiet nur eine geringe NS-Er-streckung aufweist und da kein Meßort auf dieser Decke gelegen ist, kann obige Vermutung nicht eindeutig durch Meßwerte belegt werden.

Bei allen Modellen sind die Molasse-Sedimente bzw. die Kalkalpen von einem schlechten Leiter (kristallines Grundgebirge) unterlagert. In 80 km Tiefe folgt ein gut leitender Halbraum.

Die Streubreite der Meßergebnisse bewirkt eine gewisse Variationsbreite der zur Interpretation möglichen Modelle. Durch die beiden dargestellten Modellserien soll ein "Gefühl" für die Größenordnung dieser Variationsbreite vermittelt werden. Die beste Übereinstimmung der gemessenen und berechneten g_s -Werte wird bei Modell 8 erreicht.

Die berechneten Phasenwerte sind bei allen Modellen um den konstanten Betrag von ca. 20° kleiner als die gemessenen Werte. Es ist jedoch zu erkennen, daß die Ortsabhängigkeit der Phasenwerte der Modelle 5 - 8 derjenigen der gemessenen Phasenwerte sehr ähnlich ist.

In Abb. 40 sind die gemessenen und die berechneten g_s - und Phasenwerte für die Modelle 1 - 5 und 8 für den Fall der E-Polarisation dargestellt. Die Werte der Modelle 6 und 7 unterscheiden sich

nur sehr wenig von den Werten von Modell 8, da die integrierte Leitfähigkeit dieser Modelle sehr ähnlich ist. Die g_s -Werte der Modelle 6 und 7, sowie die Phasenwerte der Modelle 5 - 7 sind daher in Abb. 40 nicht dargestellt.

Abb. 39

Vergleich der räumlichen Variationen der gemessenen g_s - und Phasenwerte mit den berechneten g_s - und Phasenwerten verschiedener Modelle im Fall der H-Polarisation für die Periode $T = 100$ sec. Die senkrechten Linien zeigen die gemessenen Werte mit deren Fehlerbreite. Die mit RM bezeichnete Linie zeigt die in Abb. 28 (S. 95) dargestellte reduzierte g_s -Verteilung der 14 Stationen im Röthelmoos. Bei den Phasen φ sind die Werte einzelner Stationen des Röthelmooses eingezeichnet. Diese sind nicht besonders gekennzeichnet, da die lokalen Effekte die Phasendifferenzen nicht verändern.

X_1 := morphologischer Alpenrand;

X_2 := Ort 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes.

Im linken Teil ist eine Serie einfacher Modelle mit variierender Südgrenze des guten Leiters (Molasse-Sedimente, Flysch, Helvetikum und Mesozoikum) dargestellt. Die beste Annäherung der berechneten an die gemessenen Werte wird bei den Modellen 3 und 4 erreicht.

Ausgehend von Modell 3 ist im rechten Teil eine Serie detaillierter Modelle dargestellt. Nördlich von X_1 und südlich von X_2 sind die für Modell 8 berechneten Werte nicht eingezeichnet, da sie in diesem Bereich fast identisch mit denjenigen von Modell 6 sind.

Die beste Annäherung der berechneten g_s -Werte an die gemessenen ergibt sich bei Modell 8. Die berechneten Phasenwerte sind konstant um ca. 20° kleiner als die gemessenen, sie zeigen jedoch annähernd dieselbe Ortsabhängigkeit.

Die Zahlen in den Modellen geben den spezifischen Widerstand der jeweiligen Schicht in $\Omega \cdot m$ an. Es sind die gut leitenden Sedimente des Molassetroges, die schlechter leitenden Kalkalpen sowie das schlecht leitende kristalline Grundgebirge zu erkennen. Bei allen Modellen verringert sich in 80 km Tiefe der spezifische Widerstand auf $30 \Omega \cdot m$.

T=100 sec

H-POLA

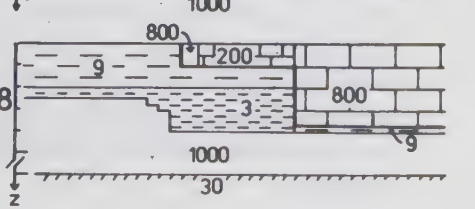
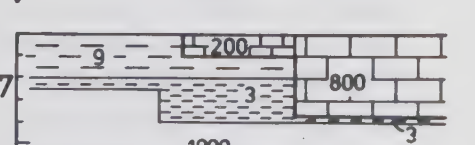
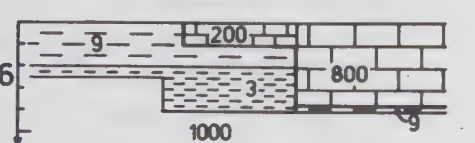
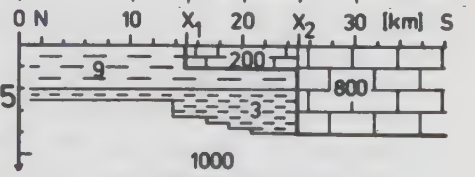
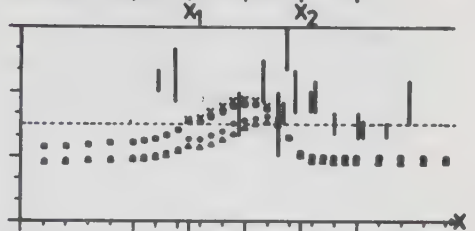
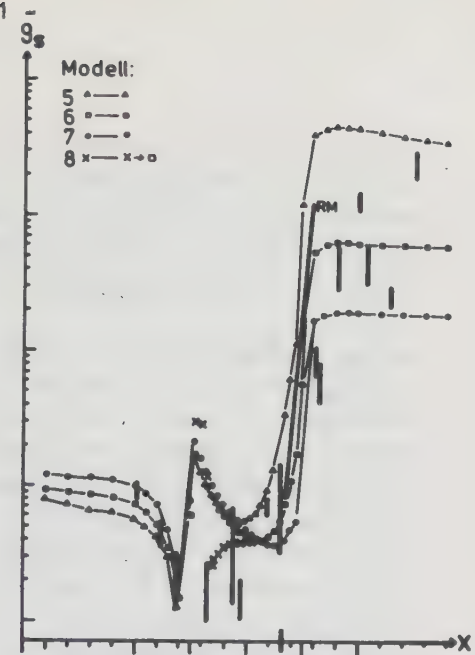
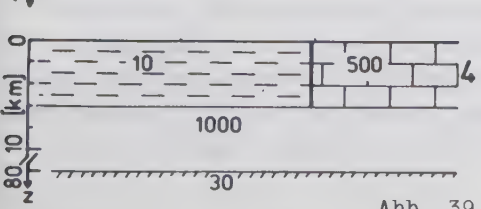
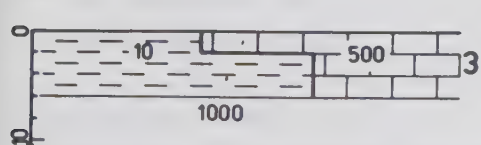
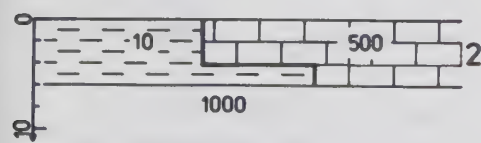
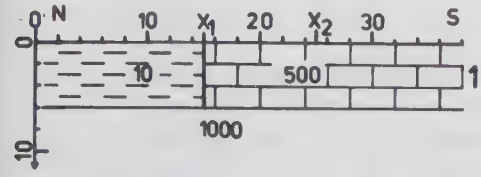
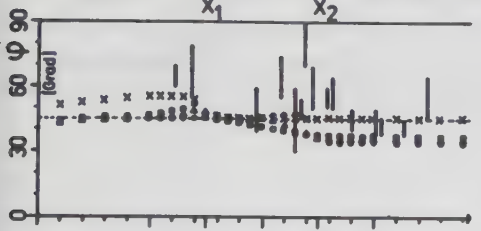
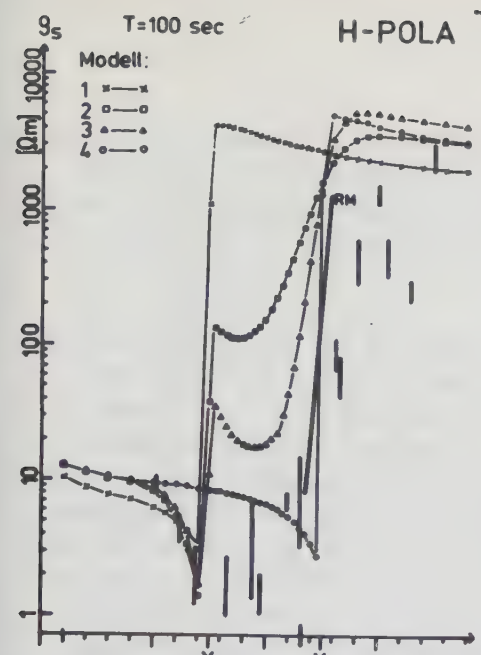


Abb. 39

Der Vergleich der berechneten Q_s -Werte mit den gemessenen zeigt, daß sich bei den Modellen 5 und 8 eine gute Annäherung der berechneten Q_s -Werte an die gemessenen Q_s -Werte der Stationen des östlichen Profils ergibt, während die Q_s -Werte der Stationen des westlichen Profils deutlich kleiner sind.

Da die Stationen des westlichen Profils im Tal der Tiroler Ache liegen, das im Mittel NS streicht und mit Schottern variabler Mächtigkeit angefüllt ist, sind die Q_s -Werte dieser Stationen durch lokale Effekte verkleinert, da im Fall der E-Polarisation Q_s aus derjenigen E-Feld-Komponente berechnet ist, die etwa senkrecht zum Streichen des Tales der Tiroler Ache ist. Es sind daher die Q_s -Werte der Stationen des östlichen Profils, bei dem die Talstrukturen gemieden wurden, als die zuverlässigeren zu betrachten und durch die berechneten Werte anzunähern. Im Fall der H-Polarisation ist die E-Feld-Komponente, aus der Q_s berechnet wurde, etwa parallel zum Streichen des Tales der Tiroler Ache, so daß wegen der Stetigkeit der zum Streichen parallelen E-Feld-Komponente die lokalen Effekte vernachlässigt werden können (vgl. Abb. 19 S.73).

Abb. 40

Vergleich der räumlichen Variationen der gemessenen Q_s - und Phasenwerte mit den berechneten Q_s - und Phasenwerten derselben Modelle wie in Abb. 39 im Fall der E-Polarisation für die Periode $T = 100$ sec. Bezeichnungen wie in Abb. 39. Die Q_s -Werte der Stationen des östlichen Profils sind durch dicke senkrechte Linien gekennzeichnet.

Die Q_s -Werte der Modelle 6 und 7 sowie die Phasenwerte der Modelle 5 - 7 sind im Fall der E-Polarisation fast identisch mit den entsprechenden Werten von Modell 8. Sie wurden daher nicht gesondert eingezeichnet.

Die Q_s -Werte der Stationen 5 und 8 zeigen die beste Annäherung an die Q_s -Werte, die bei den Stationen des östlichen Profils im nördlichen Teil des Profils gemessen wurden. Die Ortsabhängigkeit der Phasenwerte von Modell 8 ist ähnlich derjenigen der gemessenen Phasenwerte, jedoch sind, wie im Fall der H-Polarisation, die berechneten Werte konstant um ca. 20° kleiner als die gemessenen.

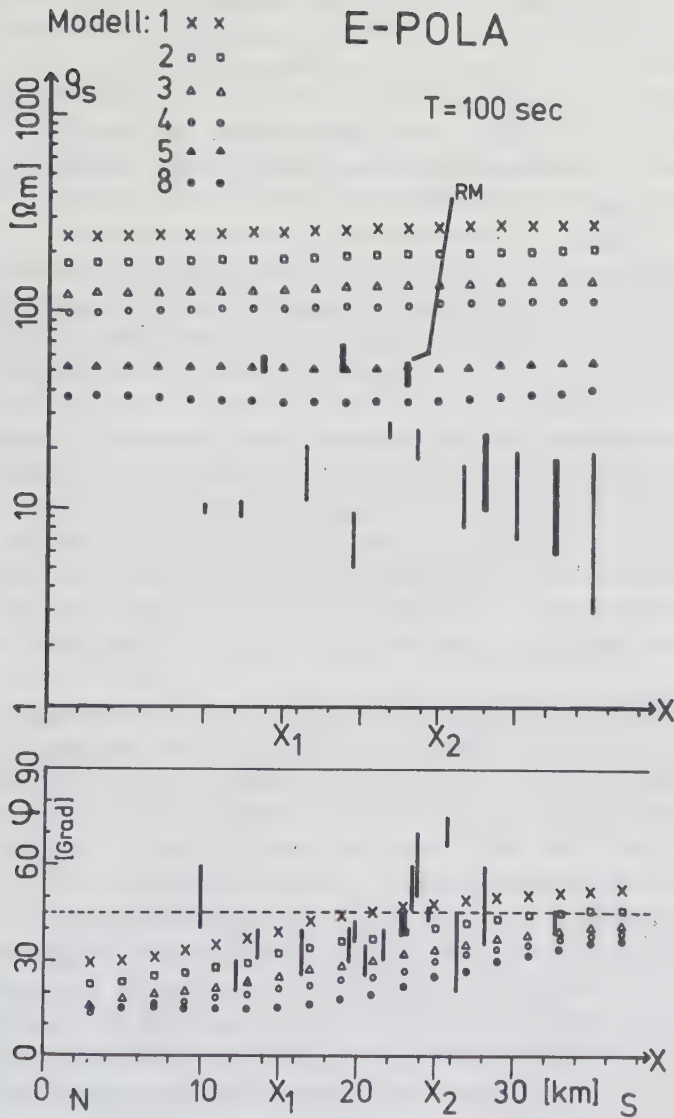


Abb. 40

Die Übereinstimmung der berechneten ρ_s -Werte mit den gemessenen trifft nur für die nördlichen Stationen des östlichen Profils zu. Die Verkleinerung der gemessenen ρ_s -Werte im südlichen Teil des Profils wird durch die berechneten Werte nicht erreicht. Diese Abnahme der gemessenen ρ_s -Werte im Fall der E-Polarisation steht bei ideal 2-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung im Widerspruch zu dem starken Anstieg der ρ_s -Werte nach Süden hin im Fall der H-Polarisation.

Die Verkleinerung der ρ_s -Werte nach Süden hin im Fall der E-Polarisation und der gleichzeitige Anstieg im Fall der H-Polarisation können nur durch die Annahme 3-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung, lokaler Effekte oder starker Anisotropie der Leitfähigkeit südlich von X_2 erklärt werden. Auf Grund der geologischen Gegebenheiten bei den südlichen Stationen, insbesondere bei den Stationen WEI und SEB, erscheint es als sehr unwahrscheinlich, daß die Verringerung der ρ_s -Werte im Fall der E-Polarisation allein durch lokale Effekte erklärt werden kann. Die durchgeführten Schlumberger-Sondierungen geben keinen Hinweis auf eine starke Anisotropie der Leitfähigkeit im fraglichen Bereich, so daß auch diese Möglichkeit nicht wahrscheinlich ist.

Als wahrscheinlichste Erklärung bleibt somit die Annahme 3-dimensionaler Leitfähigkeits-Verteilung. Möglicherweise besteht ein Zusammenhang mit der magnetischen Anomalie von Berchtesgaden (BLEIL, POHL 1976), die unmittelbar südöstlich an das Meßgebiet angrenzt. BLEIL und POHL haben zu dieser Anomalie einen 2-dimensionalen, etwa trapezförmigen Störkörper berechnet. Das Streichen dieses Störkörpers ist etwa 30° im Uhrzeigersinn gegen das Streichen der Alpen gedreht. Der Störkörper befindet sich zwischen 5 und 15 km Tiefe, hat eine Mächtigkeit von ca. 5 km und eine Ausdehnung senkrecht zum Streichen von knapp 70 km. Als Interpretation dieses Störkörpers geben BLEIL und POHL an, daß es sich um einen Gneis des Böhmisches Massivs oder um einen Ophiolitkörper handeln könnte.

Beide Interpretationen lassen eine schlechte elektrische Leitfähigkeit des Störkörpers vermuten. Außerdem kann oberhalb dieses Störkörpers die Mächtigkeit der gut leitenden Sedimente verringert und damit die integrierte elektrische Leitfähigkeit verkleinert

sein. Eine örtlich begrenzte Verringerung der integrierten elektrischen Leitfähigkeit südöstlich des Meßgebietes kann qualitativ erklären, daß

1. die S_g -Werte im Fall der E-Polarisation nach Süden hin abnehmen;
2. die S_g -Werte der östlichsten Stationen KNO - FAH im Fall der E-Polarisation besonders klein sind (bei diesen Stationen sind jedoch gleichzeitig lokale Effekte wirksam);
3. die Vorzugsrichtungen der südlichen Stationen nicht senkrecht zum Streichen der Südgrenze des Molassetroges im Meßgebiet sind, sondern aus dieser Richtung gedreht sind mit der Tendenz, sich parallel zum Streichen des magnetischen Störkörpers einzustellen.

Da aber keine magnetotellurischen oder geomagnetischen Messungen im zentralen Bereich der magnetischen Anomalie vorliegen, kann obige Aussage nur als plausible, qualitative Erklärung der Meßergebnisse zur Diskussion gestellt werden.

Bei den Phasen ergibt sich im Fall der E-Polarisation dieselbe Aussage wie im Fall der H-Polarisation: Die Ortsabhängigkeit der gemessenen Phasenwerte wird von den Phasenwerten des Modells 8 gut angenähert, jedoch sind die berechneten Phasenwerte konstant um 20° kleiner als die gemessenen. Es ist keine Abhängigkeit dieser Verschiebung von den Stationen oder von der Profilentfernung x zu erkennen.

Dies deutet auf einen systematischen Fehler in den Phasenwerten hin. Da aber bei den verschiedenen Profilen in verschiedenen Jahren völlig unabhängig voneinander registriert wurde, scheint ein solcher systematischer Fehler in der Zeitmarkierung als unwahrscheinlich. Da auch die Auswertung bei verschiedenen Stationen mit verschiedenen, voneinander unabhängigen Programmen (Standard-Methode und Einzeleffekt-Auswertung) durchgeführt wurde, scheint auch bei der Auswertung ein solcher Fehler als unwahrscheinlich. Es ist möglich, daß die Differenz zwischen berechneten und gemessenen Phasen besteht, weil die Leitfähigkeits-Verteilung im Meßgebiet und dessen Umgebung nur in schlechter Näherung 2-dimensional ist.

Zum Abschluß dieses Abschnitts seien die wesentlichen Aussagen der Interpretation der magnetotellurischen Ergebnisse noch kurz zusammengefaßt:

1. Die Leitfähigkeit der Molasse-Sedimente nimmt im Meßgebiet mit wachsender Tiefe zu. Flysch, Helvetikum und die Schichten des Mesozoikums besitzen ebenfalls gute Leitfähigkeit und können bei der Interpretation nicht von den Molasse-Sedimenten getrennt werden.
2. Die gut leitfähigen Sedimente (Molasse, Flysch und Helvetikum) enden nicht am morphologischen Alpenrand, sondern erstrecken sich mit einer Mächtigkeit von ca. 6 km bis ca. 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes unter die Kalkalpen. Die nördlichen Kalkalpen sind in diesem Bereich etwa 2 km mächtig.
3. Die Oberkante des kristallinen Grundgebirges fällt in der Umgebung des morphologischen Alpenrandes nach Süden ein.
4. Mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes ist eine gering mächtige (≤ 1 km), gut leitende Schicht anzunehmen. Es liegt nahe, diese Schicht als Fortsetzung des Mesozoikums nach Süden zu deuten. Eine gut leitende Schicht größerer Mächtigkeit ist mit den Ergebnissen im Fall der H-Polarisation nicht zu vereinbaren.
5. Es hat den Anschein, daß sich die 3 im Meßgebiet vorkommenden Decken der nördlichen Kalkalpen, die Allgäu-, Lechtal- und Staufendecke, in ihrem mittleren spezifischen Widerstand unterscheiden.
6. In ca. 80 km Tiefe befindet sich die Oberkante einer gut leitenden Schicht. Eine solche Schicht wurde auch unter dem Rheingraben und unter den Zentralalpen gefunden. Der registrierte Periodenbereich reicht nicht aus, die Unterkante dieser Schicht zu erfassen. Die Schicht muß daher mindestens 50 km mächtig sein.

E 5 Vergleich mit anderweitigen Ergebnissen der Geophysik

Wie anfangs erwähnt, wurde im Meßgebiet auch geomagnetische Tiefensondierung durchgeführt. Die Ergebnisse der geomagnetischen Tiefensondierung sind in Abb. 41 zusammen mit den Werten dreier dazu berechneter Modelle dargestellt (nach BERKTOLD, BEBLO, KEMMERLE 1976). Im oberen Teil der Abbildung ist das Verhältnis der lokalen NS-Komponente des magnetischen Feldes zur NS-Komponente einer weit entfernten Basisstation dargestellt. Darunter ist das Verhältnis der lokalen Vertikalkomponente des magnetischen Feldes zur lokalen NS-Komponente dargestellt.

Diese Werte werden verglichen mit den entsprechenden Werten der 3 Modelle, deren oberste Schichten im unteren Teil der Abb. 41 dargestellt sind. Die beste Annäherung der berechneten Werte an die gemessenen ergibt sich bei Modell 2.

Dieses Modell ist den Modellen 5 - 8 der Abb. 39 (S. 141) sehr ähnlich: Bei den gut leitenden Sedimenten nimmt die Leitfähigkeit mit der Tiefe zu; die Mächtigkeit des guten Leiters beträgt 7 km; der gute Leiter erstreckt sich bis 10 km nach Süden unter die Kalkalpen, die in diesem Bereich 2 km mächtig sind. Dagegen wurde für die Kalkalpen ein einheitlicher spezifischer Widerstand von 500 Ohm·m angenommen. Eine gut leitende Schicht zwischen den Kalkalpen und dem kristallinen Grundgebirge existiert in diesem Modell nicht. Daher unterscheiden sich die über die obersten 8 km gebildeten integrierten Leitfähigkeiten des Modells 8 von Abb. 39 und des Modells 2 von Abb. 41. Diese integrierte Leitfähigkeit ist südlich von X_2 : 64.9 Ohm^{-1} bei Modell 8 der Abb. 39; 14.3 Ohm^{-1} bei Modell 2 der Abb. 41. Im Vergleich zu der starken Änderung der integrierten Leitfähigkeit bei X_2 ist dieser Unterschied jedoch nicht wesentlich.

Daß nördlich von X_1 die gemessenen $\Delta Z_1 / \Delta H_1$ - Werte kleiner sind als die berechneten, kann als Indiz dafür gewertet werden, daß die Oberkante des kristallinen Grundgebirges (schlechter Leiter) in der Umgebung von X_1 nach Süden einfällt.

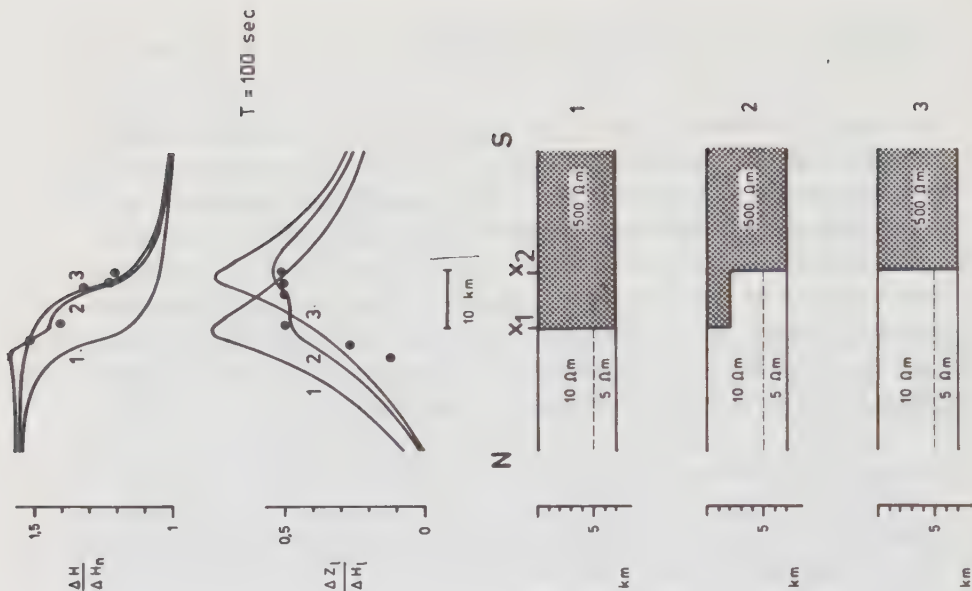


Abb. 41

Ergebnisse der geomagnetischen Tiefensondierung (Punkte) für die Periode $T = 100$ sec (nach BERKTOLD, BEBLO, KEMMERLE 1976).

X_1 := morphologischer Alpenrand;

X_2 := Ort 10 km südlich davon;

$\Delta H / \Delta H_n$:= Verhältnis der lokalen NS-Komponente des Magnetfeldes zur NS-Komponente einer weit entfernten Basisstation;

$\Delta Z_1 / \Delta H_1$:= Verhältnis der lokalen Vertikal-Komponente des Magnetfeldes zur lokalen NS-Komponente des Magnetfeldes.

Die gemessenen Werte werden mit den Werten verglichen, die für die 3 unten dargestellten Modelle berechnet wurden (durchgezogene Linien). Bei allen Modellen folgt unterhalb der dargestellten Schichten eine bis 80 km Tiefe reichende, schlecht leitende Schicht mit einem spezifischen Widerstand von 3000 Ohm·m (kristallines Grundgebirge). Zwischen 80 und 100 km Tiefe ist der spezifische Widerstand auf 15 Ohm·m verringert. Darunter folgt ein schlecht leitender Halbraum mit einem spezifischen Widerstand von 3000 Ohm·m.

Ca. 30 km westlich des Meßgebietes befindet sich das refraktions-seismische Profil Rohrdorf Süd, das von WILL (1976) bearbeitet wurde. In Abb. 42 ist das von WILL für das Profil Rohrdorf Süd angegebene Modell dargestellt, das aus den seismischen Daten abgeleitet wurde.

Auch in diesem Modell wird deutlich, daß sich die Molasse-Sedimente bis ca. 10 km nach Süden unter die Kalkalpen erstrecken und dort rasch auskeilen. Projiziert man die Südgrenze der Molasse im Modell der Refraktions-Seismik parallel zum Streichen der Alpen auf das Magnetotellurik-Profil, so stimmt diese sehr gut mit der Südgrenze der Molasse im Modell der Magnetotellurik überein. Beim Modell der Refraktions-Seismik zeigt sich ebenfalls ein deutliches Einfallen der Basis der Molasse-Sedimente in der Umgebung des morphologischen Alpenrandes nach Süden.

Während sich das Mesozoikum in der elektrischen Leitfähigkeit nicht von den Molasse-Sedimenten unterscheidet, ist jedoch die Geschwindigkeit der seismischen Longitudinal-Wellen im Mesozoikum deutlich größer als in den Molasse-Sedimenten. Dies ist verständlich, da die elektrische Leitfähigkeit im wesentlichen durch das Kluftsystem mit seinen vermutlich salinaren Bergwässern bestimmt wird, während die Geschwindigkeit der seismischen Longitudinal-Wellen durch die Gesteinsmatrix selbst bestimmt wird.

So ergibt sich auch eine befriedigende Übereinstimmung der Ergebnisse der Refraktions-Seismik mit den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen der Magnetotellurik.

Ein Vergleich der Ergebnisse mit den gravimetrischen Daten der Ostalpen (MAKRIS 1971) ist nicht möglich, da die Südgrenze der Molasse-Sedimente keinen starken gravimetrischen Effekt erzeugt und die räumliche Auflösung dieser Daten nicht ausreichend ist.

Offen ist noch die Frage, ob der Betrag der Überschiebung annähernd konstant ist, oder ob er sich entlang des Alpen-Nordrandes deutlich ändert. Verläuft die Südgrenze der Molasse-Sedimente etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes parallel zu diesem, oder ist diese Parallelität nicht gegeben? Bei der

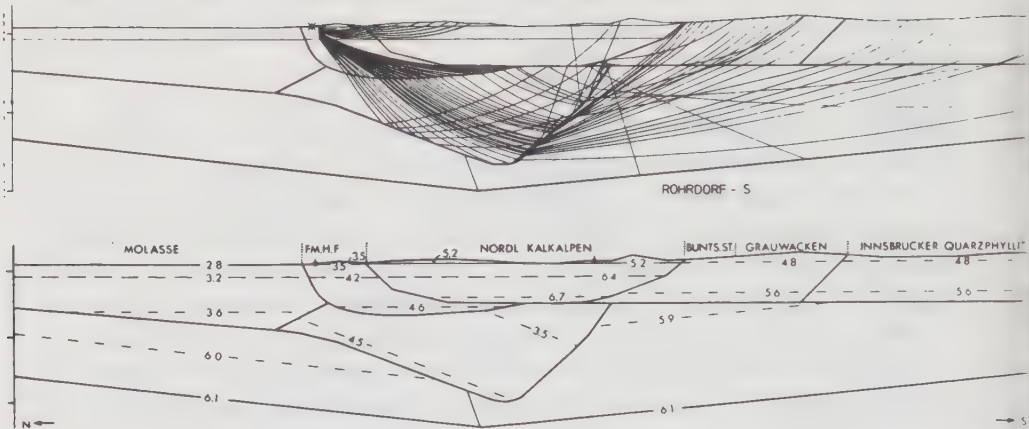


Abb. 42

Modell für den Alpen-Nordrand, das aus Daten der Refraktions-Seismik (Profil Rohrdorf Süd) abgeleitet wurde (nach WILL 1976).

Im unteren Teil der Abbildung ist die Verteilung der Geschwindigkeit v_p der seismischen Longitudinal-Wellen im Modell dargestellt. Die Zahlen im Modell geben die Geschwindigkeit v_p in km/sec an; die Zahlen am Rande geben die Tiefe in km an (Bezugspunkt ist das Meeresniveau). Darüber sind für den Schußpunkt Rohrdorf berechnete Strahlwege dargestellt. Die Konturen des Modells sind ebenfalls eingezeichnet.

Das Modell der Refraktions-Seismik zeigt eine befriedigende Übereinstimmung mit den Modellen der Magnetotellurik. Es ist zu beachten, daß sich das Mesozoikum in der Wellengeschwindigkeit v_p deutlich von den Molasse-Sedimenten unterscheidet, während die elektrische Leitfähigkeit beider sehr ähnlich ist.

Bohrung Urmannsau 1, die sich etwa 200 km östlich des Meßgebietes befindet, wurden ca. 8 km südlich des Nordrandes der Kalkalpen unterhalb der nördlichen Kalkalpen Flysch und Molasse-Sedimente erbohrt. Ein Beweis, daß auch in diesem Bereich der Ostalpen die Überschiebung einen Betrag von mindestens 8 km erreicht (GWINNER 1971).

Eine Kartierung der Südgrenze der Molasse-Sedimente mit Hilfe der Magnetotellurik bietet sich nunmehr an, da dies mit relativ geringem Aufwand möglich wäre. Der Verlauf der Südgrenze der Molasse-Sedimente kann bereits aus der räumlichen Verteilung der Vorzugsrichtungen abgeleitet werden. Die Bestimmung der Vorzugsrichtungen ist ohne großen Rechenaufwand möglich. Lediglich zur Bestimmung der Absolutwerte der Mächtigkeiten und der spezifischen Widerstände sind die mit großem Rechenaufwand verbundenen Modellrechnungen nötig.

Schließlich wäre auch ein Vergleich der Strukturen des Alpen-Nordrandes mit denjenigen des Südrandes, oder ein Vergleich mit den Randstrukturen vergleichbarer anderer Orogene von Interesse. Doch gehen diese Ziele weit über den Rahmen dieser Arbeit hinaus, die nur etwas Licht auf einen kleinen Teil der Alpen werfen konnte.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden magnetotellurische Messungen im Chiemgau (Nordende der Geotransverse IA) beschrieben. Dabei wurden 3 Ziele angestrebt:

1. Es sollte ein Modell entwickelt werden, das die Leitfähigkeit am Alpen-Nordrand beschreibt. Die geologische Fragestellung lautete: Sind die nördlichen Kalkalpen von Molasse-Sedimenten unterlagert? Wenn ja, wie weit erstrecken sich diese nach Süden?
2. Es sollten Untersuchungen über lokale Effekte durchgeführt werden. Darunter seien die Auswirkungen der kleinräumigen Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit an und nahe der Erdoberfläche auf die Daten der Magnetotellurik verstanden.
3. Es sollte eine Methode der Einzeleffekt-Auswertung entwickelt werden, die die durch die Fourier-Analyse langer Zeitintervalle möglicherweise entstehenden Fehler vermeidet.

Die wichtigsten theoretischen Grundlagen der Magnetotellurik werden in Kapitel B kurz vorgestellt.

In Kapitel C wird zunächst die Registrierung und die Aufbereitung der Daten zur elektronischen Datenverarbeitung beschrieben. Dann wird die im hiesigen Institut angewandte Standard-Auswertemethode vorgestellt. Die zur Berechnung des Impedanztensors Z optimalen Koord.-Systeme werden durch die Methode der minimalen und maximalen Kohärenz gefunden. Die Standard-Methode benutzt zur Transformation der Registrierungen in den Frequenzbereich die Fourier-Analyse.

Bei der Fourier-Analyse langer Registrierabschnitte kann die Energieaufteilung auf die einzelnen Spektrallinien durch verschiedene Fehlerquellen stark verändert werden, ohne daß dabei die Gesamtenergie des Spektrums merklich verändert wird. Das führt zu starken Streuungen der Q_s - und Phasenkurven. Daher wurde eine Methode einer Einzeleffekt-Auswertung entwickelt,

bei der einzelne ausgewählte Schwingungen zur Berechnung des Impedanzsensors verwendet werden. Um die ausgewählten Schwingungen monochromatisch zu machen, werden sie einer numerischen Filterung unterzogen (doppelte Anwendung eines 12-Punkt-Filters). Die formale Darstellung dieser Methode ist auf Seite 45 ff gegeben.

Vergleichende Darstellungen von auf beide Methoden, nämlich Standard-Auswertung mit Fourier-Analyse und Einzeleffekt-Auswertung mit numerischer Filterung, erhaltenen ρ_s - und Phasenkurven sind in den Abb. 10 - 13 (Seite 56 - 63) enthalten.

Die lokalen Effekte werden in Kapitel D dargestellt. Zunächst werden die Ergebnisse von Schlumberger-Sondierungen vorgestellt, mit Hilfe derer die spezifischen Widerstände der im Meßgebiet vorkommenden geologischen Einheiten bestimmt wurden. Die spezifischen Widerstände reichen von ca. 10 Ohm·m (Seetone, Molasse-Sedimente) bis 10 000 Ohm·m (Wettersteinkalk; Abb. 15), so daß starke Leitfähigkeitskontraste an der Erdoberfläche existieren.

Abb. 22 offenbart eine gute Korrelation zwischen ρ_s -Werten nach Schlumberger für eine Elektroden-Auslage $L/2 = 200$ m und den Amplituden des natürlichen elektrischen Feldes an denselben Orten. Bei kürzeren Auslagen der Schlumberger-Anordnung ist diese Korrelation nicht gegeben. Das kann durch die Länge der Sondenstrecke bei der Registrierung des elektrischen Feldes erklärt werden. Da diese Sondenstrecke 50 m lang ist, wird über lokale Anomalien, die kleiner sind als 50 m, bereits bei der Registrierung in der Sondenstrecke gemittelt.

Im weiteren wird ein Testgebiet (Röthelmoos) vorgestellt, in dem in einem ca. 4 x 4 km großen Areal an 14 Stationen das elektrische Feld registriert wurde. Die Amplitude des elektrischen Feldes zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit von den geologischen Strukturen im Testgebiet.

Die lokalen Effekte sind periodenunabhängig, d. h. es sind reine Gleichstrom-Effekte. Sie bewirken eine periodenunabhängige Niveau-Verschiebung der ρ_s -Kurven. Die Phasenkurven werden nicht verändert.

Die ϱ_s - und Phasenkurven zweier benachbarter Stationen werden invertiert. Die Modelle zeigen große Unterschiede, die nicht real sein können. Da durch das Niveau einer ϱ_s -Kurve bei der Invertierung der spezifische Widerstand der obersten Schicht festgelegt wird, die übrigen Modellparameter aber immer in einer festen Relation zu diesem Wert stehen, werden sämtliche Modellparameter verfälscht, wenn der spezifische Widerstand der obersten Schicht durch eine Niveauverschiebung, wie sie durch die lokalen Effekte bewirkt wird, verfälscht ist. Da die Bestimmung des spezifischen Widerstandes der obersten Schicht aus den Phasenkurven nicht möglich ist (die Invertierung der Phasenkurve allein ist prinzipiell nicht eindeutig), bewirken die lokalen Effekte unrealistische Modelle. Daher ist eine Eliminierung dieser Effekte anzustreben.

Es wird eine Modellrechnung vorgestellt, die es erlaubt, die Gleichstromverteilung (keine Induktionswirkung) in einem beliebigen 2-dimensionalen Modell zu berechnen. Da die lokalen Anomalien sehr viel kleiner sind als der Induktionsraum der beobachteten Perioden, ist eine solche Einschränkung erlaubt. Das Modell wird in ein Netzwerk Ohm'scher Widerstände transformiert. Es werden die Potentialdifferenzen an den einzelnen Widerständen berechnet. Diese werden geeignet normiert, so daß sie die relativen Änderungen des elektrischen Feldes beschreiben und unmittelbar zur Reduktion der gemessenen ϱ_s -Werte verwendet werden können.

Die für 3 Modelle des Testgebietes berechnete Potentialverteilung im Gleichstromfall ist in Abb. 26 dargestellt. Die mit den Werten dieser Potentialverteilung reduzierten ϱ_s -Kurven des Testgebietes sind in den Abb. 27 und 28 dargestellt.

Das Kapitel schließt mit einigen allgemeinen Betrachtungen zu den lokalen Effekten. Insbesondere werden Methoden diskutiert, die es ermöglichen, die lokalen Effekte bereits bei der Registrierung zu verringern.

Kapitel E schließlich bringt die Interpretation der Daten. Zunächst wird die Verteilung der Vorzugsrichtungen sowie der in Vorzugsrichtung induzierenden Komponente des magnetischen Feldes diskutiert. Am morphologischen Alpenrand sind keine systematischen Drehungen dieser Richtungen zu erkennen. Dafür zeigen sich systematische Drehungen 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes. Die Vorzugsrichtungen sind teilweise durch lokale Effekte gestört, während die Orientierung der in Vorzugsrichtung induzierenden Komponente des magnetischen Feldes einheitlich ist.

Im folgenden werden für 2 ausgewählte Stationen, nämlich FEL (nördlichste Station) und SEG (mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes gelegene Station), 1-dimensionale Modelle vorgestellt. Das Modell der Station FEL zeigt einen zwischen 5.7 und 7.2 km mächtigen, guten Leiter an der Erdoberfläche. Dieser repräsentiert die Molasse-Sedimente sowie die Schichten des darunterliegenden Mesozoikums. Die gute Leitfähigkeit des Mesozoikums folgt aus den Bohrlochmessungen der Bohrung Miesbach 1.

Das darunterliegende kristalline Grundgebirge besitzt schlechte elektrische Leitfähigkeit. In ca. 75 km Tiefe wird ein guter Leiter gefunden, wie es auch unter dem Rheingraben und unter den Zentralalpen der Fall ist.

Bei der mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes gelegenen Station SEG ist kein guter Leiter nahe der Erdoberfläche zu erkennen. Die Schichtgrenzen lassen sich nicht mit denen der Station FEL korrelieren, da die Interpretation durch ein Modell mit ebener Schichtung durch den Einfluß lateraler Effekte verfälscht ist.

Anschließend werden Linien mit konstantem S^* , die nach dem $S^*(z^*)$ -Verfahren berechnet wurden, dargestellt (Abb. 36). Auch bei diesen Linien zeigen sich laterale Änderungen nicht am morphologischen Alpenrand, sondern 10 km südlich davon.

Es folgt die Darstellung der räumlichen Variationen der g_s - und Phasenkurven für den Fall der E- und H-Polarisation. Diese Verteilungen werden durch 2-dimensionale Modelle interpretiert.

Das Ergebnis ist: Bis etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes sind die Nördlichen Kalkalpen nur gering mächtig (≤ 2 km). Sie sind von gut leitenden Molasse-Sedimenten unterlagert, deren Mächtigkeit ähnlich groß ist wie im Alpenvorland. Die Molasse-Basis fällt nach Süden ein. Etwa 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes keilen die Molasse-Sedimente rasch aus. Mehr als 10 km südlich des morphologischen Alpenrandes kann unter den Kalkalpen ein nur sehr gering mächtiger (ca. 0.5 km), guter Leiter festgestellt werden. Es liegt nahe, diesen guten Leiter als Fortsetzung der Schichten des Mesozoikums nach Süden zu deuten.

Dieses Modell steht in Einklang mit den Daten der geomagnetischen Tiefensondierung im Meßgebiet sowie mit einem Modell, das aus den Daten eines ca. 30 km weiter westlich liegenden, refraktionsseismischen Profiles gewonnen wurde.

Literaturverzeichnis

- ANGENHEISTER, G.; M. BEBLO, A. BERKTOLD, K. KEMMERLE: Magneto-tellurik und erdmagnetische Tiefensondierung zwischen Chiemsee und Drautal. - Protokoll Arbeitsbesprechung zur Geotraverse IA, Salzburg 1973.
- ANGENHEISTER, G.; H. BÖGEL, H. GEBRANDE, P. GIESE, P. SCHMIDT-THOMÉ, W. ZEIL: Recent investigations of surficial and deeper crustal structures of the Eastern and Southern Alps. - Geol. Rdsch. 61, 349-395, Stuttgart 1972.
- ANGENHEISTER, G.; H. BÖGEL, G. MORTEANI: Die Ostalpen im Bereich einer Geotraverse vom Chiemsee bis Vicenza. - N. Jb. Geol. Paläont. Abh. 148, 50 - 137, Stuttgart 1975.
- BEBLO, M.: Ein transportabler, netzunabhängiger Elektrograph für Dauerregistrierungen des induzierten erdelektrischen Feldes. - Z. Geophys. 38, 133-143, Würzburg 1972.
- : Die elektrische Leitfähigkeit unter den Ostalpen, abgeleitet aus magnetotellurischen Messungen längs eines Profiles vom Alpennordrand bis zu den Hohen Tauern. - Diss. Fak. f. Geow. Univ. München, 1974a.
- : Magnetotellurik-Messungen in den Ostalpen; Probleme der Auswertung und Interpretation durch Topographie und Geologie der oberen Erdkruste. - Pr. ETS Grafrath, 201-219, München 1974b.
- BERDICHEVSKY, M. N.; V. I. DMITRIEV: Basic principles of interpretation of magnetotelluric sounding curves. - In: A. ADAM: Geoelectric and Geothermal studies; KAPG Geophysical Monograph, 165-221, Budapest 1976.
- BERKTOLD, A.: Tiefensondierung mit Hilfe der Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes längs eines Profiles vom Oberpfälzer Wald durch das nördliche Alpenvorland bis zu den Kitzbüheler Alpen. - Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1969.
- : Erdmagnetische Tiefensondierung in Süddeutschland. - Pr. ETS Reinhausen, 39-50, Göttingen 1969.
- : Erdmagnetische Tiefensondierung in Süddeutschland und in den Alpen. - Pr. ETS Grafrath, 58-70, München 1974.
-
- Pr. ETS = Protokoll über das Kolloquium Erdmagnetische Tiefensondierung.

- BERKTOLD, A.; M. BEBLO, K. KEMMERLE: On the distribution of the electrical conductivity below the Eastern Alps. - Geol. Rdsch. 65, 715-732, Stuttgart 1976.
- BLEIL, U.; J. POHL: The Berchtesgaden Magnetic Anomaly. - Geol. Rdsch. 65, 756-767, Stuttgart 1976.
- BLOHM, E.-K.; J. HOMILIUS: Anschlußmessungen der Tiefengeoelektrik an Tiefbohrungen. - Pr. ETS Grafrath, 12-31, München 1974.
- BLOHM, E.-K.; P. WORZYK: Tiefensondierung 1973 auf dem Schildgebiet Rhodesien. - Pr. ETS Grafrath, 104-127, München 1974.
- CAGNIARD, L.: Basic theorie of the magnetotelluric method. - Geophysics 18, 605-635, 1953.
- FOURNIER, H. G.; K. BABOUR: Comparaison, pour l'étude des causes de la dispersion, de mesures magnétotelluriques simultanées effectuées à l'intérieur d'une région géologiquement peu perturbée de sept kilomètres environ de diamètre. - IAGA Bulletin Nr. 36, 241, Grenoble 1975.
- FREIMOSER, M.: Zur Stratigraphie, Sedimentpetrographie und Faziesentwicklung der Südostbayerischen Flyschzone und des Ultrahelvetikums zwischen Bergen, Obb. und Salzburg. - Geologica Bavarica 66, 7-91, München 1973.
- FRITZ, E. J.: Die Kohlevorkommen Tirols. - Sonderdruck aus Veröffentlichungen des Museum Ferdinandeum 51, Innsbruck 1971.
- GANSS, O.: Geologie des Blattes Bergen. - Geologica Bavarica 66, München 1956.
- Geologische Karte von Bayern 1:25000: Erläuterungen zum Blatt Nr. 8240 Marquartstein (mit Beiträgen verschiedener Autoren). München 1967.
- Geologische Karte von Bayern 1:25000: Erläuterungen zum Blatt Nr. 8241 Ruhpolding (mit Beiträgen verschiedener Autoren). - München 1970.
- GREINWALD, S.: Ein Gerät zur Registrierung von Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes und die Bearbeitung der damit gewonnenen Meßwerte, demonstriert an zwei Stationen aus der Afarsenke. - Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1972.

- HAAK, V.: Das zeitlich sich ändernde, ertelektrische Feld, beobachtet auf einem Profil über den Rheingraben; eine hiervon abgeleitete Methode der Auswertung mit dem Ziel die elektrische Leitfähigkeit im Untergrund zu bestimmen. - Diss. Naturw. Fak. Univ. München, 1970.
- : Magnetotellurik: Bestimmung der Übertragungsfunktionen in Gebieten mit lateraler Änderung der elektrischen Leitfähigkeit. - Z. Geophys. 38, 85-102, Würzburg 1972.
- : Berechnung von induzierten elektrischen und magnetischen Feldern in Modellen mit 2-dimensional verteilter Leitfähigkeit. - Pr. ETS Grafrath, 400-428, München 1974.
- JONES, F. W.: Electromagnetic Induction in a Non-Horizontally Stratified Two-Layered Conductor. - Geophys. J. R. astr. Soc. 22, 17-28, 1970.
- JONES, F. W.; A. T. PRICE: The Perturbations of Alternating Geomagnetic fields by Conductivity Anomalies. - Geophys. J. R. astr. Soc. 20, 317-334, 1970.
- KEMMERLE, K.: Magnetotellurik am Nordrand der Bayerischen Alpen entlang eines Profiles vom Chiemsee bis Reit im Winkl. - Diplomarbeit am Inst. f. Angewandte Geophysik der Univ. München, 1973.
- KERTZ, W.: Statistik geophysikalischer Beobachtungsreihen. - Inst. f. Geophysik und Metereologie der Techn. Univ. Braunschweig, 1970.
- : Erfahrungen mit unterschiedlichen Auswertemethoden für Induktionsverfahren. - Pr. ETS Rothenberge, 88-99, Göttingen 1971.
- KÖWING, K.; L. KRAUS, G. RÜCKERT: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt Nr. 7837 Markt Schwaben, 11-75, München 1968.
- LARSEN, J. C.: Low Frequency (0.1 - 6.0 cpd) Electromagnetic Study of Deep Mantle Electrical Conductivity Beneath the Hawaiian Islands. - Geophys. J. R. astr. Soc. 43, 17-46, 1975.
- LOSECKE, W.; V. WAGENITZ: First results of magnetotelluric measurements in Northwest Germany. - Pr. Third Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, Sopron 1976.

- MAKRIS, J.: Aufbau der Kruste in den Ostalpen aus Schwere-
messungen und die Ergebnisse der Refraktionsseismik. -
Hamburg. Geophys. Einzelschr. 15, Hamburg 1971.
- MEUNIER, J.: L'apport des sondages à courant continu dans
l'étude de la résistivité des couches profondes de la terre.
Comparaison avec des résultats magneto-telluriques. - Thèse
Univ. Strasbourg, 1975.
- MILLER, H.: Untersuchungen auf dem Guslar- und Vernagtferner
in den Ötztaler Alpen mit der Methode der Refraktions-Seismik
und einer Vierpunkt-Methode der Geoelektrik. - Diss. Naturw.
Fak. Univ. München, 1971.
- MOLODOVSKI, N.: Chiemgau, Land der Berge und der Seen. -
Pannonia Verlag, Freilassing 1967.
- MOONEY, H. M., E. ORELLANA, H. PICKETT, L. THORNHEIM: A resistivity
computation method for layered earth models. - Geophysics 31,
192-203, 1966.
- PARKINSON, W. D.: The influence of continents and oceans on
geomagnetic variations. - Geophys. J. 6, 441-449, 1962.
- PRICE, A. T.: The theory of magnetotelluric methods when the
source field is considered. - J. Geophys. Res. 67, 1907-1918,
1962.
- : The Theory of Geomagnetic Induction. - Phys. Earth Planet.
Inter. 7, 227-233, 1973.
- REITMAYR, G.: Elektromagnetische Induktion im Erdinneren, stu-
diert am Rheingraben. - Diss. Fak. f. Geow. Univ. München, 1974.
- RIKITAKE, T.: Electromagnetism and the Earth's Interior. -
Elsevier Pub. Comp., Amsterdam 1966.
- SALAMEH, E.: Geoelektrische Tiefensondierungen und ihre geo-
logische Interpretation in der Röthelmoos-Mulde. -
Diplomarbeit am Inst. f. allg. u. angew. Geophysik Univ.
München, 1975.
- SCHMUCKER, U.: Zwei neue Verfahren zur Bestimmung des erdelek-
trischen Widerstandes als Funktion der Tiefe aus erdmagneti-
schen und erdelektrischen Beobachtungen. - Pr. ETS Rein-
hausen, 134-147, Göttingen 1969.

- : Anomalies of Geomagnetic Variations in the Southwestern United States.-Bull. Scripps Inst. Oceanogr. Univ. Calif. 13, 1970.
- : Interpretation of Induction Anomalies above Nonuniform Surface Layers. - Geophysics 36, 156-165, 1971a.
- : Neue Rechenmethoden zur Tiefensonddierung. - Pr. ETS Rothenberge, 1-39, Göttingen 1971b.
- : Regional Induction Studies: A Review of Methods and Results. Phys. Earth Planet. Inter. 7, 365-378, 1973.
- : Erdmagnetische Tiefensonddierung mit langperiodischen Variationen. - Pr. ETS Grafrath, 313-342, München 1974.
- UNTIEDT, J.: Modellkurven zum Interpretationsverfahren von Schmucker. - Pr. ETS Reinhausen, 148-154, Göttingen 1969.
- WEIDELT, P.: The Inverse Problem of Geomagnetic Induction. - Z. Geophys. 38, 257-290, Würzburg 1972.
- : Modellrechnungen zur elektromagnetischen Induktion in dreidimensionalen Strukturen. - Pr. ETS Grafrath, 442-461, München 1974.
- : Electromagnetic Induction in Three-Dimensional Structures. Z. Geophys. 41, 85-110, 1975.
- WIESE, H.: Geomagnetische Tiefentellurik. - Abhandl. Geomagn. Inst. Potsdam 36, 1965.
- WIESNER, H.: Die Abhängigkeit des induzierten erdelektrischen Feldes von der Polarisierung des induzierenden Magnetfeldes, bestimmt aus Registrierungen im Bereich des Nördlinger Rieses. Diplomarbeit Inst. f. Allg. u. Angew. Geophysik Univ. München, 1974.
- WILL, M.: Ergebnisse refraktions-seismischer Messungen im Nordteil der Geotraverse IA. - Geol. Rdsch. 65, 733-748, Stuttgart 1976.
- WINTER, R.: Der Oberrheingraben als Anomalie der elektrischen Leitfähigkeit, untersucht mit Methoden der Erdmagnetischen Tiefensonddierung. - Diss. Math.-Naturw. Fak. Univ. Göttingen, 1973.
- WRIGHT, J. A.: The Magnetotelluric and Geomagnetic Response of Two-Dimensional Structures. - Gamma 7, Inst. Geophys. Meteorol. Techn. Univ. Braunschweig, 1969.

Vielen Dank!

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München durchgeführt.

Dank an erster Stelle gebührt dem Leiter des Instituts, meinem sehr verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. Angenheister für die großzügige Förderung der vorliegenden Arbeit, für die Geduld, die er aufbrachte, und nicht zuletzt für die hochgeschätzte Freiheit, die, einerseits fordernd, andererseits Raum gewährend, die ideale Voraussetzung für die freie Entfaltung des wissenschaftlichen Gedankengutes war.

Herrn Prof. Dr. H. Soffel bin ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts sowie für wertvolle Hinweise dankbar.

Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Geoelektrik des Instituts, den Herren Dr. M. Beblo, Dr. A. Berktold, Dipl.-Geoph. F. Dorner, Dr. V. Haak und Dr. G. Reitmayr, der die Gruppe inzwischen verlassen hat, möchte ich besonders danken für die kräftige Hilfe bei den Geländemessungen, für ihre großartige Kameradschaft sowie für die vielen selbstlosen, oft so nützlichen Tips und Hinweise, mit denen sie mir in zahllosen Situationen geholfen haben. Insbesondere Herrn Dr. A. Berktold möchte ich danken für die Mühen, die er zur Sicherung der finanziellen Seite auf sich genommen hat.

Ein herzliches Dankeschön meiner Frau Cassandra für die gründliche Durchsicht des Textes und die Beseitigung vieler Fehler.

Zu Dank verpflichtet bin ich auch der Fa. Preussag AG für die freundliche Überlassung der Daten der Bohrung Miesbach 1, den Stadtwerken Traunstein dafür, daß sie mir die Ergebnisse der Bohrungen für 2 Brunnen in der Laubau mitgeteilt haben sowie den verschiedenen Forstdienststellen im Chiemgau für ihre freundliche Unterstützung bei den Geländemessungen.

Die zur Durchführung der Arbeit nötigen finanziellen Mittel wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt. Die nötigen Rechnungen konnten am Leibniz-Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften durchgeführt werden. Auch dafür vielen Dank.

Mein Lebenslauf

Am 8. 12. 1945 wurde ich, Kurt Kemmerle, als uneheliches Kind meiner Mutter Emilie Kemmerle in Bellamont, Kreis Biberach/Riß geboren.

Von 1952 bis 1954 besuchte ich die Grundschule in Bellamont. Dann heiratete meine Mutter meinen jetzigen Stiefvater Konrad Fink, Postbeamter, und die Familie zog nach Friedrichshafen. Bis 1956 besuchte ich dann die Grundschule in Friedrichshafen-Fischbach, anschließend das Graf-Zeppelin-Gymnasium in Friedrichshafen. Dort legte ich 1965 die Reifeprüfung ab.

Nach 2 Jahren Dienst als Soldat auf Zeit in Mittenwald und Sonthofen begann ich im Sommer-Semester 1967 mit dem Studium der Geophysik an der Ludwig-Maximilians-Universität München. Im Sommer-Semester 1969 bestand ich die Diplom-Vorprüfung und im Winter-Semester 72/73 die Diplom-Hauptprüfung jeweils an der Universität München.

Seit 1973 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München tätig.

Am 19. 12. 74 heiratete ich Frl. Kassandra Vierock.

